

Zeitlicher Laserpulskontrast – Metrologie und Optimierung

Temporal laser contrast – metrology and optimization

Zur Erlangung des Grades eines Doktors der Naturwissenschaften (Dr. rer. nat.)

genehmigte Dissertation von Victor A. Schanz aus Lich

Tag der Einreichung: 08.04.2019, Tag der Prüfung: 20.05.2019

Darmstadt – D 17

1. Gutachten: Prof. Dr. Markus Roth

2. Gutachten: Dr. habil. Vincent Bagnoud



TECHNISCHE
UNIVERSITÄT
DARMSTADT

Laser- und Plasmaphysik
Fachbereich Physik



Zeitlicher Laserpulskontrast - Metrologie und Optimierung
Temporal laser contrast - metrology and optimization

Genehmigte Dissertation von Victor A. Schanz aus Lich

1. Gutachten: Prof. Dr. Markus Roth
2. Gutachten Dr. habil. Vincent Bagnoud

Tag der Einreichung: 08.04.2019

Tag der Prüfung: 20.05.2019

Darmstadt, Technische Universität Darmstadt,
Jahr der Veröffentlichung der Dissertation auf TUprints: 2019

Veröffentlicht unter CC BY-SA 4.0 International
<https://creativecommons.org/licenses/>

Erklärung gemäß §9 Promotionsordnung

Hiermit versichere ich, dass ich die vorliegende Dissertation selbstständig angefertigt und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel verwendet habe. Alle wörtlichen und paraphrasierten Zitate wurden angemessen kenntlich gemacht. Die Arbeit hat bisher noch nicht zu Prüfungszwecken gedient.

Darmstadt, den 4. April 2019

(Victor A. Schanz)



Zusammenfassung

Die vorliegende Ausarbeitung stellt eine umfassende wissenschaftliche Analyse des zeitlichen Kontrasts intensiver Laserpulse dar. Sie dient dem Verständnis der Ursachen von Kontrast-limitierenden Einflüssen und der Verbesserung des zeitlichen Kontrasts. Der Großteil dieser Arbeit wurde am Lasersystem PHELIX der Gesellschaft für Schwerionenforschung GmbH durchgeführt. Die hier gewonnenen Erkenntnisse sind Anwendbar auf alle Lasersysteme, welche auf dem Prinzip der Verstärkung zeitlich gestreckter Pulse (CPA aus dem Englischen *chirped pulse amplification*) basieren.

In CPA-Lasersystemen gibt es Bereiche, in welchen der Laserpuls gestreckt, und andere, in welchen er komprimiert ist. Die Bereiche sind über Dispersion des Spektrums miteinander verknüpft. Eine Veränderung des zeitlich gestreckten Pulses wird häufig durch Pockels-Zellen vorgenommen. Im Rahmen der hier vorgestellten Arbeit wurde experimentell untersucht, wie sich diese Veränderung auf den Puls nach Kompression auswirkt. Es wurde gezeigt, dass eine zeitabhängige Intensitätsveränderung der verstärkten spontanen Emission durch eine Pockels-Zelle, welche im gestreckten Bereich innerhalb von 150 ps abgeschlossen ist, im komprimierten Puls als 2,3 ns lang andauernder Intensitätsanstieg zu sehen ist. Aufbauend darauf wurde eine analytische Beschreibung entwickelt, welche die zeitabhängige Kontrastveränderung durch Pockels-Zellen in Abhängigkeit des Eingangsspektrums angibt.

Der zeitliche Kontrast ist definiert als das Verhältnis der maximalen Intensität eines Laserpulses zu dessen Intensität an einem beliebigen Zeitpunkt vor diesem Maximum. Heutige Lasersysteme erreichen fokussiert Spitzenintensitäten von mehr als 10^{21} W/cm² und benötigen sehr hohe Kontrastniveaus, da anderenfalls bereits vor Erreichen der maximalen Intensität signifikante Laser-Materie-Wechselwirkung stattfindet.

Typischerweise entspricht der zeitliche Intensitätsverlauf eines Laserpulses nicht dem theoretisch erwarteten Verlauf eines bekannten, verstärkten Pulses. Stattdessen bildet sich vor dem Erreichen der maximalen Intensität eine Anstiegsflanke, welche eine deutlich langsamere Intensitätsänderung zeigt, als dies von dem Verlauf des ursprünglichen Pulses zu erwarten ist. Als Ursache dafür werden Fehler von Optiken im Fernfeld des Streckers angenommen, welcher die zeitliche Streckung des Pulses vornimmt und somit eine unerlässliche Komponente der CPA darstellt.

Im Rahmen dieser Dissertation wurde ein Strecker in einer eigens hierfür entwickelten Strahlverfolgungsroutine, welche zudem Elemente der Gaußschen Strahlenoptik beinhaltet, modelliert. In dieser ist die Möglichkeit implementiert gezielt Störungen an unterschiedlichen Stellen des Streckers einzubringen. Der resultierende Algorithmus ermöglicht es den Einfluss eines beliebigen Mangels einer Optik des Streckers auf das Spektrum und den zeitlichen Verlauf der Intensität eines Laserpulses zu untersuchen. Damit wurde gezeigt, dass das zeitliche Laserpulsprofil durch Deformationen der Oberflächenstruktur von genutzten Optiken dominiert wird.

Oberflächendeformationen stören direkt und indirekt die Phase eines reflektierten Strahls. Direkt über Phasenversatz bei der Reflexion, indirekt über Variation der Richtung, in welche Strahlen reflektiert werden. Die Richtungsänderung führt zu einer Veränderung des optischen Wegs der Strahlen und somit zu weiteren Modulationen der spektralen Phase. Im Rahmen dieser Dissertation wurde der Effekt des indirekten Phaseneinflusses zum ersten Mal untersucht und gezeigt, dass Richtungs- und direkte Phasenänderungen signifikant den zeitlichen Verlauf eines Laserpulses beeinflussen. Insbesondere führen Richtungsänderungen in Verbindung mit Raumfrequenzfiltern im Nachgang des Streckers zu Kopplungseffekten zwischen Phasen- und Intensitätsänderung, was den zeitlichen Kontrast ebenfalls beeinflusst.

Treten identische Störungen auf Optiken im Nah- und Fernfeld auf, wird der zeitliche Kontrast von den im Fernfeld eingebrachten Effekten dominiert. In dem hier untersuchten Beispiel bestmöglicher Optiken wird der Pulsverlauf von diesen Störungen bereits bei einer Intensität von $3 \cdot 10^{-8}$ relativ zum

Maximum signifikant beeinflusst. In dieser Arbeit wurde erstmals gezeigt, dass im Fernfeld eingebrachte Störungen mit im Strecker auftretenden Aberrationen zusammenwirken und eine Modulation der spektralen Phase mit chromatisch abhängiger Amplitude erzeugt.

Mit dem entwickelten Algorithmus wurden Simulationen durchgeführt, um die Abhängigkeit des zeitlichen Kontrasts von verschiedenen Parametern zu untersuchen. Damit wurde gezeigt, dass die Güte von Optiken im Hinblick auf deren Oberflächendeformationen einen großen Einfluss hat. Inhomogenitäten der Reflektivität verwendeter Optiken hingegen, stellen nach heutigem Stand der Technik kein Limit für den erreichbaren Kontrast dar.

Räumliche Mittelung von Störeffekten auf Optiken über den Bereich des Laserstrahls hat einen maßgeblichen Einfluss auf die resultierenden Auswirkungen. So wirkt sich eine größere räumliche Ausdehnung des Strahls positiv auf den zeitlichen Pulsverlauf aus, wenn Optiken im Nahfeld kontrastbegrenzend sind, jedoch negativ sollten Fernfeldeinflüsse Ursache des Kontrastniveaus sein.

Auf Basis der gewonnenen Erkenntnisse wurde ein Konzept für ein neuartiges Streckerdesign erarbeitet, welches die erkannten Ursachen der Verschlechterung des zeitlichen Kontrasts umgeht oder deren Einfluss minimiert. Mit einem solchen Strecker wird die Steigung der Anstiegsflanke wesentlich steiler. Der zeitliche Abstand vor dem Intensitätsmaximum, ab welchem ein Vorplasma erzeugt werden kann, wird damit um einen Faktor 33 verringert.

Simulationen des entwickelten Algorithmus wurden mit gemessenen Pulsverläufen des Lasersystems PHELIX verglichen. Somit konnte der Einfluss des genutzten Streckers und ein Maß für die Qualität der darin genutzten Optiken bestimmt werden.

Um den zeitlichen Kontrast zu vermessen und zu verbessern, wurde im Rahmen dieser Arbeit ein spezieller Kreuz-Korrelator dritter Ordnung optimiert und eingesetzt. Dieses Gerät zeichnet sich durch ein sehr niedriges Rauschlevel aus, welches durch Anpassung des Überlagerungswinkels interagierender Strahlen erreicht wird. In dieser Arbeit wurde eine analytische Beschreibung entwickelt, wie die Rauschverringerng mit diesem Winkel zusammenhängt.

Es wurden weitere Verbesserungsmöglichkeiten, wie zum Beispiel die Anpassung der Intensitäten interagierender Strahlen, analytisch aufgezeigt. Kombiniert lassen diese eine weitere Rauschverringerng um drei Größenordnungen erwarten. Zum Teil wurden diese umgesetzt und damit ein Rauschlevel von $(3,7^{+7,4}_{-3,6}) \cdot 10^{-14}$ relativ zum Intensitätsmaximum erreicht. Nach aktuellem Stand ist weltweit kein Gerät mit einem ähnlich großen Intensitätsmessbereich in einer zusammenhängenden Messung verfügbar.

Das Gerät wurde eingesetzt, um den zeitlichen Kontrast zu bestimmen und zu verbessern. So konnten am Lasersystem PHELIX mehrerer Vorpulse auf Zeitskalen von Pikosekunden bis zu 2,5 Nanosekunden identifiziert werden. Die Ursache der beiden intensivsten Vorpulse konnten ausgemacht und beseitigt werden.

Abstract

The presented thesis describes a profound scientific analysis of the temporal contrast of high-intensity laser pulses. Its purpose is the investigation of the origin of contrast degradation and its improvement. The majority of this work was conducted at the PHELIX laser facility at GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung GmbH. The insights achieved within this thesis are applicable to all laser facilities which are based on chirped pulse amplification (CPA).

In CPA laser systems the laser pulse is temporally stretched in certain parts of the laser chain – called stretchers – and compressed in others. The pulse shape in both areas is connected by dispersion of the laser spectrum. In most short-pulse laser systems it is common to modify the stretched pulse using Pockels cells. The subsequent effects of this modification – a change of the pulse in the compressed regime – was investigated experimentally in this thesis. When a Pockels cell induces a time-dependent change of the amplified spontaneous emission intensity with a duration of 150 ps, the post-compression variation of intensity takes 2.3 ns. Based on this measurement, an analytic description was developed to describe the change of temporal contrast by Pockels cells, depending on the spectrum of the amplified spontaneous emission.

Temporal contrast is defined as the ratio of the maximum intensity of a laser pulse to the intensity at an arbitrary prior time. When focused on a target, state-of-the-art laser systems achieve peak intensities exceeding 10^{21} W/cm² and are in need of a high temporal contrast. Otherwise, a significant laser-matter interaction takes place long before the main peak arrives.

Generally speaking, the temporal intensity distribution of a laser pulse does not match the theoretically assumed distribution of a known laser pulse after amplification. Instead, an intensity slope is observed prior to the peak intensity. This slope increases significantly slower than what is anticipated due to the shape of the input non-amplified laser pulse. The current scientific opinion states that distortions of optics in the far field of the stretcher – which is an inevitable component of CPA laser systems – are responsible for this slope.

In this thesis, an algorithm was developed, combining ray-tracing and Gaussian optics. It models a stretcher-compressor setup as it is found in any CPA laser system. The algorithm includes the possibility to apply distortions at various positions in the stretcher. Thus, this model is capable of investigating the influence of any distortions implemented by optics in the stretcher. With the resulting algorithm, the influence of any imperfection of optics in the stretcher onto the spectrum and temporal profile of a laser pulse can be investigated. Different imperfections have been simulated and the dominating effect is identified as surface distortions of used optics.

Surface pattern deformations distort the spectral phase of a reflected beam directly and indirectly. A direct phase change is applied by reflection at different surface heights, while indirect distortion is the result of a change of the refraction direction by a small surface tilt. The change of propagation direction leads to a change of the optical path length and therefore another change of phase. In this thesis, the influence of the indirect phase change is investigated for the first time. It was observed that such indirect effects and direct change of phase both have significant impact on the temporal contrast degradation.

For similar distortions within the near- and far field of the stretcher, calculations by the presented algorithm conclude that the far-field influence prevails. For the set of parameters used in this thesis, such distortions implement a significant change of the temporal pulse profile at an intensity level of $3 \cdot 10^{-8}$ times the peak intensity. In this dissertation it was observed for the first time that distortions, which are applied in the far field of a stretcher, co-act with aberrations in the stretcher. Because of this interaction, the resulting phase modulation shows chromatic dependencies.

The algorithm was used to simulate the influence of several parameters onto the temporal contrast. It was shown that the quality of used optics is of great importance with respect to surface pattern distortions, yet insignificant with respect to dust-contamination and defects. Furthermore, it was observed that spatial frequency filters, besides their main function to clean the spatial beam profile, lead to a coupling of phase- and intensity modulation and influence the temporal contrast as well.

Furthermore it was found that spatial averaging of surface imperfections in the area which is covered by the beam at an optic has a significant influence. A larger beam spot at the entrance of a stretcher will improve the temporal contrast when the contrast-limiting optics are placed in the near field. However, the contrast will get worse if it is limited by effects occurring in the far field of the stretcher. This can be used in future by advanced stretcher designs.

Based on the achieved insights, a concept for a novel stretcher was designed in order to avoid or minimize the identified origins of contrast degradation. Such a stretcher would steepen the rising slope of the laser pulse significantly. The temporal range where a pre-plasma can be formed by the rising slope would then be decreased by a factor of 33.

Calculations with the developed algorithm were compared to measurements of the temporal pulse profile of the PHELIX laser facility. Based on the parameters which were used in the simulation, an estimation of the quality of the optics used in the stretcher could be made.

To measure and improve the temporal contrast, a specialized third-order cross-correlator, available at the PHELIX laser facility, was optimized and utilized during the presented work. This device stands out due to its low noise level, which is achieved by an adaption of the angle of overlap between two interaction beams. In this thesis, an analytic calculation was developed, describing the improvement of noise as a function of this angle.

Room for further improvement of the noise level by another three orders of magnitude was revealed and implemented in parts. In the end, a noise level of $(3, 7^{+7,4}_{-3,6}) \cdot 10^{-14}$ relative to the peak intensity was achieved. At present there is no other device available with a comparable range of observable intensity without stitching together multiple measurements.

The optimized cross-correlator was used to characterize and improve the temporal contrast of the laser pulse. In the temporal domain of picoseconds up to 2.5 ns prior to the main peak several pre-pulses were observed. For the two most intensive pre-pulses, the origin could be tracked down and eliminated.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Der zeitliche Verlauf von Kurzpulslasern	5
2.1	Verstärkung zeitlich gestreckter Pulse – chirped pulse amplification (CPA)	5
2.2	Zeitlicher Kontrast	6
2.3	Vermessung zeitlicher Pulsprofile	9
2.4	Einfluss des zeitlichen Kontrasts auf die Laser-Plasma Wechselwirkung	13
2.5	Beeinflussung des zeitlichen Pulsprofils	15
2.5.1	Aktueller Stand der Methoden zur Kontrastverbesserung	15
2.5.2	Zusammenhang von Anstiegsflanke und spektraler Phase	17
3	Einfluss von Störungen im Strecker auf die Anstiegsflanke	21
3.1	Beschreibung der Strahlverfolgungsroutine	25
3.2	Modulation des Spektrums durch Oberflächenstörungen	29
3.2.1	Amplitudeneffekte	30
3.2.2	Phaseneffekte	32
3.3	Parameterstudie der Kontrastverschlechterung durch berechnete Störungseffekte	40
3.4	Kopplung von Phase und Amplitude	44
4	Vermessung und Optimierung des zeitlichen Kontrasts	45
4.1	Rauschverringerung in einem Kreuz-Korrelator dritter Ordnung	45
4.2	Zeitlicher Einfluss einer Pockels-Zelle	53
4.3	Experimentelle Untersuchung des Vorpulskontrasts	57
4.4	Vergleich der berechneten und gemessenen Anstiegsflanken	63
5	Anwendung der Ergebnisse auf zukünftige CPA Systeme	67
6	Resümee	71
	Literaturverzeichnis	75
	Abkürzungsverzeichnis	80
	Publikationsliste	81
	Danksagung	82
	Lebenslauf	84



Light thinks it travels faster than anything
but it's wrong.
No matter how fast light travels,
it finds the darkness has always got there first,
and is waiting for it.
– Terry Pratchett *Reaper Man*

In Gedenken an Werner Schanz
*27.10.1940 †01.04.2019



1 Einleitung

Im vergangenen Jahr wurde der Nobelpreis für Physik unter anderem an Donna Strickland und Gerard Morou vergeben [1]. Grund dafür war deren Erfindung der Verstärkung von zeitlich gestreckten Laserpulsen „*chirped pulse amplification (CPA)*“ [2]. Dieser Nobelpreis ist ein aktuelles und bedeutsames Zeichen für die Wichtigkeit von Hochleistungs-Lasersystemen und der damit ermöglichten Forschung. Die heutigen und zukünftig in Aussicht gestellten Anwendungsgebiete solcher Lasersysteme sind weitreichend. Beispiele der Forschungsgebiete mit hochintensiven Laserpulsen sind die Beschleunigung von Elektronen [3] und Ionen durch unterschiedliche Beschleunigungsmechanismen [4–7], die Erzeugung von Röntgenquellen mit hohen harmonischen Ordnungen [8], durch Überlagerung solcher höheren Ordnungen erzeugte Attosekundenpulse [9] und Erzeugung von Neutronenstrahlen [10].

CPA sieht vor, dass ein Laserpuls vor der Verstärkung zeitlich gestreckt wird, um die Optiken weniger Lichtleistung auszusetzen, da diese anderenfalls durch den Laserpuls beschädigt werden können. Die Leistung der Erfinder von CPA bestand darin eine Methode zu entwickeln, welche diese zeitliche Streckung gezielt einbringen und nach der Verstärkung wieder rückgängig machen kann. Somit wurde es ermöglicht die Intensität des Laserpulses in definierten Bereichen des Lasersystems zu senken und anschließend wieder zu erhöhen. Die Verstärkung eines Laserpulses nach dem Prinzip der CPA bildet seit mehr als zwei Jahrzehnten das Fundament der Forschung im Bereich der Wechselwirkung hochintensiver Laserpulse mit Materie. Trotz aller Weiterentwicklungen, die seitdem auf dem Gebiet der Laserverstärkung getätigt wurden, blieben die Komponenten, welche den Laserpuls zeitlich strecken und stauchen, in ihrem grundlegenden Aufbau unverändert. In diesen, als Strecker und Kompressor bezeichneten, Komponenten kommen dispersive Elemente und optisch abbildende Systeme zum Einsatz. Verschiedene Designs sind heute erprobt [11–22], welche jeweils explizite Vor- und Nachteile gegenüber den Alternativen haben.

Aktuell existiert weltweit eine Bandbreite von Laser-Großforschungseinrichtungen, welche fokussiert Laserpulsintensitäten im Bereich von 10^{21} W/cm² erreichen [23]. Diese etablierten Lasersysteme greifen auf unterschiedliche Strecker- und Kompressoraufbauten zurück, arbeiten mit verschiedenen Wellenlängen, Pulsdauern und Energien. Alle Systeme haben ein gemeinsames Problem, welches mit zunehmender Laserintensität immer mehr in den Fokus der Forschung rückt: der zeitliche Verlauf der Laserpulsintensität. Als Maß hierfür wird meist der zeitliche Kontrast genommen, welcher definiert ist als das Verhältnis der maximalen Intensität zur Intensität an einem beliebigen Zeitpunkt vor dem Maximum.

Die Spitzenintensität eines Laserpulses kann nicht instantan erreicht werden. Stattdessen geht dem Intensitätsmaximum ein allmähliches Ansteigen der Laserintensität voraus, was als Anstiegsflanke bezeichnet wird. Zudem kann der Bereich vor dem Intensitätsmaximum von lokalen Intensitätsspitzen, sogenannten Vorpulsen, durchzogen sein. Die Ausdehnung dieser nicht zu vernachlässigenden Anstiegsflanke der Intensität kann mehr als das Einhundertfache der Dauer des Laserpulses betragen, wobei die Pulsdauer als Halbwertsbreite definiert ist. Dies stellt eine maßgebliche und teilweise begrenzende Her-

ausforderung für Laser-Plasma-Experimente dar, da ein Laser bereits ab Intensitäten von 10^{10} W/cm² ausreichend intensiv ist, um Materie zu ionisieren und somit ein Plasma zu erzeugen [24]. Ist der Laserpuls auf ein Target fokussiert, wird bereits zu Zeiten, in denen die Intensität noch elf Größenordnungen unter dem Maximum des Laserpulses liegt, die Ionisationsschwelle von Materie überschritten. Dies hat zur Folge, dass bis zum Eintreffen des Bereichs höchster Intensität des Laserpulses bereits eine signifikante Veränderung des Targetmaterials stattgefunden hat. Aufgrund der geringen übrigen Gemeinsamkeiten aller Lasersysteme, aber dem reproduzierbaren und vergleichbaren zeitlichen Verlauf der Laserpulse, werden nach aktuellem Stand der Forschung Effekte in den Streckern als Ursache der Anstiegsflanke vermutet [25–27].

Neben dem Verständnis des Entstehungsprozesses der zeitlichen Form von Laserpulsen, ist auch die Vermessung von solchen ein aktuelles Thema in der wissenschaftlichen Gesellschaft der hochintensiven Laser. Insbesondere stellt eine Herausforderung dar, dass aufgrund der hohen Maximalintensität mancher Lasersysteme zwischen der Spitzenintensität und der Ionisationsgrenze von Materie mehr als elf Größenordnungen liegen. Aktuelle Lasersysteme überbieten diese Anforderung und erreichen im Bereich von Nanosekunden vor dem Pulsmaximum Intensitätslevel, welche mehr als 12 Größenordnungen unter dem Spitzenwert liegen [28]. Geräte, welche in der Lage sind derartig große dynamische Bereiche der Intensität vermessen zu können, sind nicht weit verbreitet. Eines dieser Messgeräte – ein spezialisierter Kreuz-Korrelator dritter Ordnung – befindet sich am Lasersystem PHELIX, an welchem der Großteil dieser Dissertation stattfand.

Kernthema dieser Dissertation ist es den zeitlichen Verlauf der Intensität eines kurzen Laserpulses zu erklären und Möglichkeiten zu finden diesen Verlauf zu beeinflussen. Hierfür wurde eine Strahlverfolgungsroutine zur numerischen Modellierung eines Streckers entwickelt. Mit dieser wurden Simulationen durchgeführt, welche den Einfluss unterschiedlicher Störfaktoren in einem Strecker auf das zeitliche Pulsprofil untersuchen. Die betrachteten Störungen sind zum einen Staub und Oberflächendefekte, welche die Amplitude eines Strahls verändern. Zum anderen sind es Modulationen der Oberflächenstruktur von Optiken, welche die Phase von auftreffenden Strahlen und deren Reflexionsrichtung ändern, was wiederum zu Amplitudenmodulationen führen kann. Abgesehen von dem Verständnis des zeitlichen Pulsprofils wurde im Rahmen dieser Arbeit die theoretische Grundlage dafür entwickelt, warum besagtes, an PHELIX vorhandenes, Messgerät in der Lage ist einen solch großen Intensitätsbereich zu vermessen und wie dies noch weiter verbessert werden kann. Außerdem wurde das Gerät optimiert und eingesetzt, um den zeitlichen Intensitätsverlauf mehrerer Lasersysteme zu vermessen und Verbesserungen des zeitlichen Pulsprofils durchzuführen. Auch wurden dabei gewonnene Messungen mit simulierten Pulsverläufen verglichen, welche mit dem zuvor genannten Algorithmus berechnet wurden. Dieser Vergleich validiert die hier erarbeiteten Erklärungen des Effekts von in dem Strecker auftretenden Störungen auf den zeitlichen Verlauf des Laserpulsprofils.

Diese Ausarbeitung gliedert sich in drei Themenkomplexe: Eine Einführung in die Problematik des zeitlichen Kontrasts, eine Untersuchung des Einflusses von Störungen eines Streckers auf den zeitlichen Intensitätsverlauf des Pulses und die Vermessung von kurzen Laserpulsen. Zunächst wird in Kapitel 2 auf die Charakteristik des zeitlichen Intensitätsverlaufs eines kurzen Laserpulses eingegangen. Es wird das Konzept des zeitlichen Kontrasts eingeführt, welches in dieser Ausarbeitung als maßgebliches Kriterium der Güte eines Laserpulses interpretiert wird. Der aktuelle Stand der Forschung wird vorgestellt, wie der

zeitliche Kontrast die Laser-Plasma-Wechselwirkung beeinflusst und wie er mit heutigen Techniken verbessert werden kann. Zum Ende von Abschnitt 2.5 wird der Zusammenhang zwischen spektraler Phase und dem zeitlichen Pulsprofil veranschaulicht. Daran schließt Kapitel 3 an, welches die im Rahmen dieser Dissertation geleistete Arbeit der Untersuchung von Störeffekten in einem Strecker beschreibt. Die gängigen Modelle von Streckern und deren Unterschiede werden erklärt. Der im Zuge dieser Ausarbeitung entwickelte Algorithmus zur Verfolgung von Strahlpfaden in einem CPA-Lasersystem unter Berücksichtigung der notwendigen Gaußschen Strahlenoptik ist in Abschnitt 3.1 beschrieben. Die damit gewonnenen Einblicke folgen in Abschnitt 3.2. Während in Kapitel 3 Simulationen behandelt werden, ist Kapitel 4 der Untersuchung von realen Laserpulsen gewidmet. Die hier entwickelte theoretische Beschreibung der Rauschverringerng in dem genutzten Kreuz-Korrelator und die durchgeführten Optimierungen dieses Geräts ist dort erklärt. Verschiedene Messungen sind gezeigt, welche im Rahmen dieser Dissertation an mehreren Lasersystemen durchgeführt wurden. Eine dieser gezeigten Messungen stellt den derzeitigen Weltrekord des größten erreichbaren dynamischen Intensitätsmessbereichs dar. In Abschnitt 4.3 sind mit diesem Gerät durchgeführte Messungen zur Identifikation und Eliminierung von Nebenpulsen gezeigt. Zum Ende des Kapitels werden Messungen und Simulationen der Anstiegsflanke verglichen. Die allgemeine Anwendbarkeit der hier entwickelten Beschreibung des Ursprungs der Anstiegsflanke ist in Kapitel 5 beschrieben. Abschließend werden Empfehlungen für die Umsetzung der gewonnenen Erkenntnisse in CPA-Lasersystemen der Zukunft diskutiert, darunter das entwickelte Konzept eines verbesserten Streckers.



2 Der zeitliche Verlauf von Kurzpulslasern

Heutzutage ist ein breites Spektrum von Hochleistungs-Lasersystemen unterschiedlicher Laserparameter in Industrie und Forschung vorhanden. Die Bezeichnung als Hochleistungs-Laser gilt sowohl für Systeme mit einer großen Durchschnittsleistung, als auch solche mit großer Spitzenleistung. Im Verlauf dieser Arbeit ist die Durchschnittsleistung nicht von Interesse. Im Folgenden betrachtete Systeme beschränken sich auf gepulste Laser mit Spitzenleistungen von mehr als einem Terrawatt. Grundsätzlich lassen sich solche Lasersysteme anhand der verwendeten Pulsdauern in verschiedene Gruppen einteilen. Von der zeitlichen Länge eines Pulses hängt die Intensität ab, welche bei der Fokussierung auf ein Target erreicht werden kann. Die Laserpuls-Intensität hat direkten Einfluss auf die möglichen Forschungsbereiche der Laser-Plasma-Wechselwirkung. Anwendungen, welche ein großes Plasmavolumen bei moderaten Temperaturen benötigen, z.B. Trägheitsfusion [29], greifen auf Laser mit großer Pulsenergie von mehreren Megajoule bei langen Pulsdauern im Bereich von Nanosekunden zurück. Im Gegensatz dazu stehen Experimente, wie etwa zur Laser-Ionen-Beschleunigung [30, 31], Raman-Verstärkung [32] oder die Erzeugung hoher harmonischer Ordnungen [33], welche sehr hohe Plasmatemperaturen benötigen und darum mit Lasern größter Spitzenintensitäten arbeiten. Solch hohe Intensitäten werden durch die zeitliche Kompression von Laserpulsenergien einiger Joule bis zu mehreren hundert Joule auf Sub-Pikosekunden-Zeitskalen erreicht. Das Lasersystem PHELIX (*Pettawatt High Energy Laser for Ion eXperiments*) des GSI Helmholtzzentrums für Schwerionenforschung, in dessen Umfeld die dieser Ausarbeitung zu Grunde liegende Arbeit stattfand, ist in der Lage solche Laserpulse zu erzeugen.

Es existiert keine offizielle Definition der Nomenklatur von Pulsdauern. In dieser Ausarbeitung werden solche Pulse als Kurzpuls bezeichnet und betrachtet, deren bandbreitenlimitierte Dauer der folgenden Definition entsprechen: Die Pulsdauer beträgt weniger als fünf Pikosekunden, ist dabei aber so viel länger als die Schwingungsdauer des elektrischen Feldes, dass keine Phasenstabilität zwischen Trägerwelle und Einhüllender [34] benötigt wird.

Im Folgenden wird für einen Kurzpulslaser ein charakteristisches Pulsprofil vorgestellt. Daran wird erklärt, wie dessen verschiedenen Bestandteile entstehen, welche Problematiken daraus für Experimente hervorgehen und welche Anstrengungen in Lasieranlagen der Welt unternommen werden, um diesen Herausforderungen zu begegnen.

2.1 Verstärkung zeitlich gestreckter Pulse – chirped pulse amplification (CPA)

Grundlegend für alle Lasersysteme ist, dass das Spektrum eines Lasers mit dessen zeitlichem Intensitätsverlauf über eine Fouriertransformation verknüpft ist. Für das zeitlich abhängige elektrische Feld $E(t)$ gilt

$$E(t) = \mathcal{F} \left(E_0(\omega) \cdot e^{i\Phi(\omega)} \right) \quad (2.1)$$

mit der spektralen Amplitude $E_0(\omega)$ und Phase $\Phi(\omega)$, wobei ω die Kreisfrequenz beschreibt. Dieser Zusammenhang bedeutet, dass eine Änderung der Amplitude oder Phase des Spektrums zu einer zeitlichen Änderung des Laserpulses führt und umgekehrt. Auf diesem Zusammenhang basiert die Verstärkung zeitlich gestreckter Pulse.

Um die Laserintensität, welche in den Verstärkern eines solchen CPA-Lasersystems auftritt, zu senken, wird der zu verstärkende Laserpuls zeitlich um mehrere Größenordnungen gestreckt. Dies senkt die Leistung des Pulses und bei gleichbleibender Strahlfläche somit die Intensität. Erreicht wird die zeitliche Streckung des Pulses durch gezielte und definierte Veränderung der spektralen Phase. Nach der Verstärkung wird eine weitere Änderung der Phase vorgenommen, welche die eingebrachte Phasenänderung ausgleicht und der Laserpuls so seine ursprüngliche zeitliche Form wieder annimmt.

Diese Phasenänderungen werden in sogenannten Streckern und Kompressoren durchgeführt, welche in Kapitel 3 noch detailliert erklärt werden. Die meisten dieser Strecker und Kompressoren verwenden räumlich dispersive Elemente. Dies hat das Ziel den Strahl in seine spektralen Komponenten räumlich aufzuspalten, um anschließend die verschiedenen spektralen Anteile auf unterschiedlich langen optisch Wegen wieder zusammenzufügen. Der Gangunterschied zwischen den spektralen Komponenten des Strahls erzeugt die gewünschte Änderung der Phase.

Das Konzept der räumlich chromatischen Aufspaltung eines Strahls bringt die sogenannte *räumlich-zeitliche Kopplung* mit sich. Als solches wird das Phänomen bezeichnet, dass sich das elektrische Feld eines Laserpulses nicht in voneinander unabhängige räumliche und zeitliche Faktoren zerlegen lässt [35]. Anschaulich bedeutet dies, dass räumlich inhomogene Einflüsse die verschiedenen spektralen Anteile eines Pulses unterschiedlich beeinflussen. Da spektraler und zeitlicher Pulsverlauf gekoppelt sind (Gl. 2.1), bringt jede Veränderung, welche das Spektrum eines Strahls erfährt, auch eine zeitliche Veränderung mit sich. Ortsabhängige Störungen eines räumlich dispersiv aufgespaltenen Pulses erzeugen demzufolge Variationen des Spektrums und haben damit Einfluss auf den zeitlichen Intensitätsverlauf.

Da grundsätzlich keine Optik perfekt ist, wird jeder Laserpuls, der auf einer Optik in seinem Strahlengang spektral aufgespalten ist, Störungen erfahren, welche sich in seinem zeitlichen Profil widerspiegeln. Dies hat zur Folge, dass jeder reale Laserpuls am Ausgang eines CPA-Lasersystems nicht dem zeitlichen Profil eines perfekten, ungestörten Pulses entspricht. Stattdessen weisen solche Pulse verschiedene Störungen des zeitlichen Intensitätsverlaufs auf.

2.2 Zeitlicher Kontrast

Eine elementare Größe zur Beschreibung davon, wie stark ein Laserpuls zeitliche Störungen aufweist, ist der *zeitliche Kontrast*, auf welchen in diesem Abschnitt eingegangen wird. Der zeitliche Kontrast \mathcal{K} ist als das Verhältnis der maximalen Intensität zu der Intensität zu einem beliebigen Zeitpunkt τ

$$\mathcal{K} = \frac{I(t=0)}{I(t=\tau)} \quad (2.2)$$

definiert. Ziel moderner Lasersysteme ist es einen möglichst hohen Kontrast zu erreichen. Der Grund hierfür ist, dass im Laserfokus bereits heute Spitzenintensitäten im Bereich von 10^{21} W/cm² erreicht werden [23], was die zuvor genannte Ionisationsgrenze von Materie [24] bereits um elf Größenordnungen

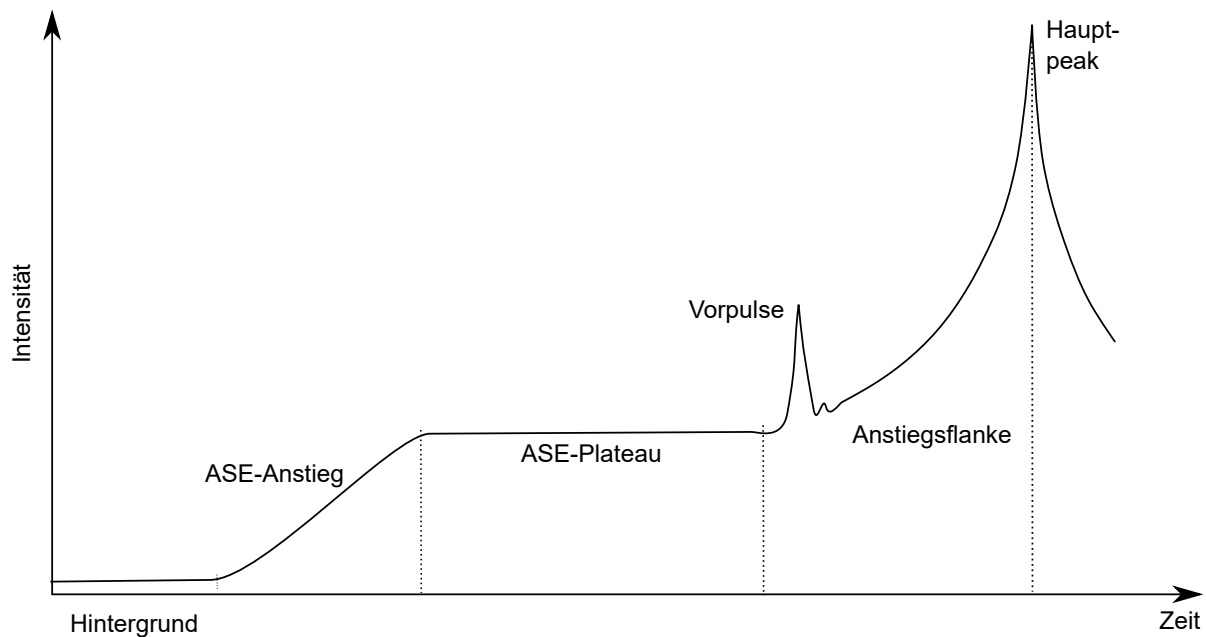


Abbildung 2.1: Schematische Darstellung des zeitlichen Intensitätsverlaufs eines Laserpulses. Der Pulsverlauf lässt sich in die Bereiche des Hauptpeaks, der Anstiegsflanke, des ASE-Plateaus und dessen Anstiegs unterteilen. Diese kombinierten Pulsbereiche überlagern eine von Null verschiedenen Hintergrundintensität. Zu allen zeitlichen Bereichen können Vorpulse, im Bild nur während der Anstiegsflanke angedeutet, auftreten.

übersteigt. Ein zu niedriger zeitlicher Kontrast bedeutet demnach, dass bereits vor dem Erreichen der Spitzenintensität eine signifikante Laser-Materie-Wechselwirkung stattfindet und Experimente dadurch massiv beeinflusst werden.

Der zeitliche Intensitätsverlauf eines Laserpulses ist charakteristisch für das jeweilige erzeugende System und ist in seiner Form schematisch in Abbildung 2.1 gezeigt. Die maximale Intensität eines solchen Pulsverlaufs wird als Hauptpeak bezeichnet und auf diesen wird in zeitlichen Messungen der Ursprung $t = 0$ gelegt. Der Pulsverlauf lässt sich in unterschiedliche Bereiche einteilen. Dem Hauptpeak voraus geht ein Bereich, in dem die Intensität allmählich ansteigt. Dieser Bereich wird als Anstiegsflanke bezeichnet. Eine Anstiegsflanke kann typischerweise mehrere hundert Halbwertsbreiten des Pulses lang sein und sie geht zu weiter vom Maximum entfernten Zeiten, unter Vernachlässigung später betrachteter lokaler Intensitätsmaxima, in einen Bereich mit im Mittel konstanter Intensität über. Diese wird durch Licht dominiert, dass durch verstärkte spontane Emission (ASE aus dem Englischen *amplified spontaneous emission*) hervorgerufen wird. ASE wird in jedem konventionellen Laserverstärker erzeugt, wobei die verschiedenen aufeinander folgenden Verstärker jeweils ein eigenes solches Plateau erzeugen. Das ASE-Plateau ist in modernen Lasersystemen zehn bis vierzehn Größenordnungen schwächer als die maximale Intensität, dauert mehrere Nanosekunden lang an und ist zu niedrigen Zeiten begrenzt durch das Einschneiden pulsselektierender Komponenten in dem Lasersystem, meist Pockels-Zellen. All dies überlagert eine Hintergrundintensität, welche ihrerseits ein abgeschwächter Teil eines ASE-Plateaus ist. In allen Bereichen können schwächere Vorpulse auftreten. Dabei handelt es sich um Replika des Hauptpeaks, welche durch ungewollte Reflexionen an Oberflächen in den Verstärkerstufen entstehen.

System (Nation)	Zentrale Wellenlänge	Pulsdauer	Streckertyp
Trident (USA)	1053 nm	250 fs	Martinez (modifiziert)
PHELIX (D)	1053 nm	400 fs	Banks
LULIPs (F)	1053 nm	1000 fs	Offner
Apollon (F)	800 nm	15 fs	Offner
J-KAREN (J)	800 nm	30 fs	Offner

Tabelle 2.1: Parameter der fünf repräsentativen internationalen Lasersysteme, deren Anstiegsflanken gegenübergestellt wurden [23, 26, 36–38].

Da der zeitliche Verlauf eines Laserpulses derart vielseitige Bereiche aufweist, ist es nicht möglich den Kontrast an einem festen Zeitpunkt zu definieren. Stattdessen erweist es sich als sinnvoll für die verschiedenen Bereiche separate Kontrastwerte anzugeben. Etabliert haben sich zum einen die Nennung des *ASE-Kontrasts*, aufgrund seiner zeitlichen Lage häufig auch *ns-Kontrast* genannt, bei dem als Referenz ein repräsentativer Zeitpunkt im Bereich des ASE-Plateaus festgelegt wird. Zum anderen wird der *Vorpuls-Kontrast* häufig genutzt, bei dem die maximale Intensität der auftretenden Vorpulse betrachtet wird.

Ursachen, welche zu Vorpulsen und ASE führen sind weitestgehend verstanden. Nicht so verhält es sich mit dem Bereich der Anstiegsflanke, welche Gegenstand aktueller Forschung und Kern dieser Ausarbeitung ist. Das Problem der Anstiegsflanke wird übergreifend über unterschiedliche Systeme, Orte und Baujahre verschiedener Lasersysteme beobachtet. In Abbildung 2.2 ist dies anhand von fünf Hochleistungs-Kurzpuls-Lasersystemen, deren Kerndaten in Tabelle 2.1 zusammengetragen sind, verdeutlicht. Die als Beispiel genutzten Systeme wurden so gewählt, dass eine representative Gruppe unterschiedlicher Verstärkertypen abgedeckt ist.

Bei dem System *J-KAREN* in Japan handelt es sich um ein sehr neues Lasersystem, welches Ti:Saphir basierende Hauptverstärker nutzt. Ebenso auf Ti:Saphir basierend ist das noch nicht vollständig aufgebaute System *Apollon* in Frankreich. Die Systeme *Trident* in den USA und *PHELIX* basieren auf Nd:Glass als laseraktives Medium der Hauptverstärker und Großkomponenten aus den 1980er Jahren. Das fünfte gezeigte System, das Pikosekundensystem *LULI*, ist ein 2007 fertiggestellter Nebenarm der Lasereinrichtung LULI2000, welches auf Experimente mit Langpulsen spezialisiert ist. Insgesamt decken die gezeigten Systeme Pulsdauern über einen Bereich von zwei Größenordnungen ab und vergleichen sowohl die zentralen Wellenlängen von auf Nd:Glass, als auch auf Ti:Saphir basierenden Lasersystemen. In der ausgewählten Gruppe vertreten sind unterschiedlichste Repetitionsraten und Pulsreinigungsmethoden, wie sie in Abschnitt 2.5 vorgestellt werden. Die zeitlichen Intensitätsverläufe wurden auf ihre jeweilige Halbwertsbreite normiert und in Abbildung 2.2 gegenübergestellt. Die aufgetragenen Daten der Lasersysteme PHELIX und LULI-ps entstammen im Rahmen der dieser Ausarbeitung zugrunde liegenden Arbeit durchgeführten Messungen. Die Messung des Pulsprofils an Apollon wurde von D. Papadopoulos für diese Ausarbeitung zur Verfügung gestellt. Die Daten der zwei anderen Systeme wurden Veröffentlichungen entnommen, was die zeitliche Auflösung des Systems J-KAREN einschränkt. Es ist zu erkennen, dass der Verlauf der zeitlich normierten Verläufe der Systeme Apollon, J-KAREN, PHELIX und LULI große Ähnlichkeit aufweisen. Aus diesem Zusammenhang deutlich heraus fällt die Spur des Lasersystems Trident.

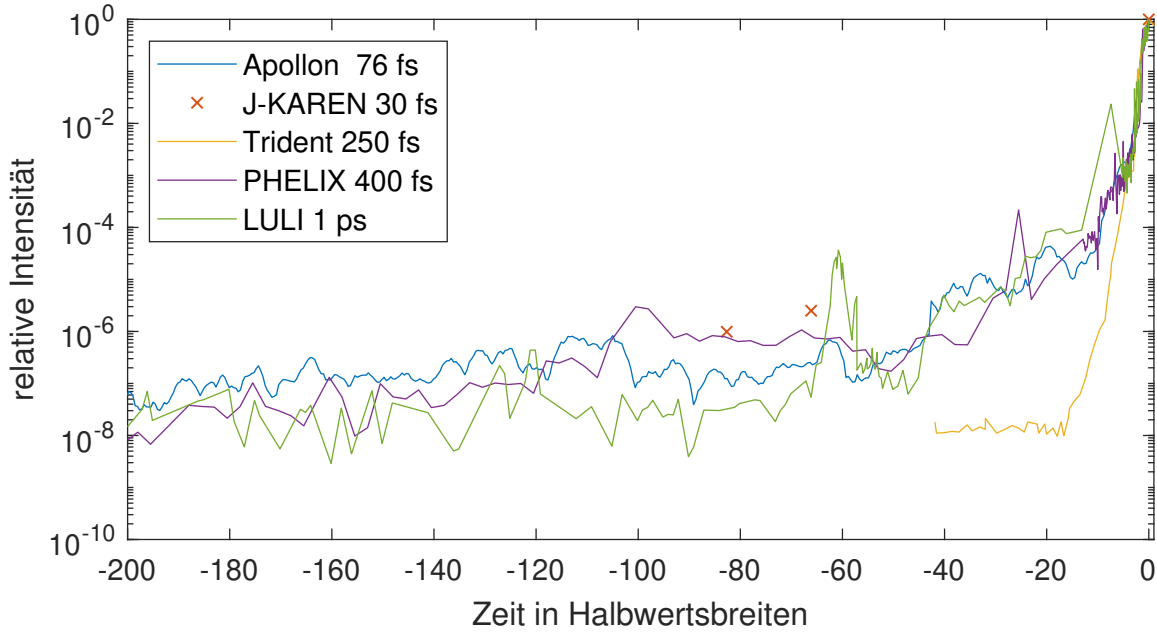


Abbildung 2.2: Aufgetragen sind die zeitlichen Intensitätsverläufe fünf verschiedener Lasersysteme. Die aufgetragene Zeit ist jeweils normiert auf die in der Legende genannte Halbwertsbreite der Pulsdauern. Die aufgetragenen Daten der Lasersysteme *LULI-ps*, Paris (F) sowie *PHELIX*, Darmstadt (D) entstammen im Rahmen dieser Ausarbeitung durchgeführten Messungen. Die Daten der Lasersysteme *J-KAREN*, Kizugawa (J) und *Trident*, Los Alamos (USA) wurden Veröffentlichungen entnommen [36, 37], das Pulsprofil Apollon (F) wurde im Form von Rohdaten bereitgestellt [40].

Gemeinsamkeit der Systeme ist lediglich die Verstärkung nach dem CPA-Prinzip. Eine vollständige Erklärung für das Auftreten dieser langen Anstiegsflanke und insbesondere die im Vergleich außergewöhnlich kurze Anstiegsflanke des Trident-Lasersystems fehlt bisher. Einzig die Annahme, dass Trident von Effekten der räumlichen Mittelung profitiert wurde geäußert [39], konnte aufgrund der Schließung des Systems 2016 jedoch nicht final untersucht werden. Die exakte Beschreibung des vermuteten Effekts erfolgt in Kapitel 3.

2.3 Vermessung zeitlicher Pulsprofile

Die maßgebliche messbare physikalische Größe zur Charakterisierung eines Laserpulses ist die Verteilung der Intensität. Dies gilt sowohl für die zeitliche Verteilung der Intensität, als auch für die räumliche und spektrale. Wie in Abschnitt 2.1 erläutert, hat die spektrale Phase einen Einfluss auf das zeitliche Pulsprofil. Für die Intensität I gilt in nicht magnetischen Medien:

$$I = \frac{1}{2} n c_0 \epsilon_0 |E|^2 \quad (2.3)$$

mit der Vakuumlichtgeschwindigkeit c_0 , dem Brechungsindex n , der elektrischen Permittivität im Vakuum ϵ_0 und dem elektrischen Feld E [41]. Das elektrische Feld lässt sich abhängig von seiner Amplitude E_0 und Phase Φ schreiben. Damit ergibt sich

$$I \propto |E_0 e^{i\Phi}|^2 = E_0 e^{i\Phi} E_0 e^{-i\Phi} = E_0^2. \quad (2.4)$$

Die verschwindende Exponentialfunktion in Gleichung 2.4 bedeutet, dass jede in E enthaltene Phaseninformation bei einer Messung verloren geht. Dies führt zu einem Problem in dem Verständnis zeitlicher Pulsverläufe, da ohne Beschreibung der spektralen Phase, die gemessene spektrale und zeitliche Intensitätsverteilung nur in Spezialfällen zusammen passen. Um auch die Information über die Phasenverteilung eines Laserpulses zu erhalten, sind aufwendige Rekonstruktionen notwendig. An dieser Stelle sollen Methoden zur Vermessung des zeitlichen Pulsprofils vorgestellt werden, wobei im späteren Verlauf auch auf Messmethoden eingegangen wird, welche eine solche Phasenrekonstruktion beinhalten.

Die simpelste Methode zur zeitlichen Pulsintensitätsmessung stellen Photodioden dar. Dabei wird die von einem Halbleiterchip absorbierte Laserenergie in ein elektrisches Signal umgewandelt, welches proportional zur aufgetroffenen Laserenergie ist. Bis zum Erreichen von Sättigungseffekten können solche Photodioden einen Intensitätsbereich von fünf bis sechs Größenordnungen abdecken. Eine Kombination mehrerer solcher Photodioden und anschließendes Zusammenfügen der Teilmessungen kann den vermessbaren Bereich in aktuellen Aufbauten auf 10^{11} vergrößern [42]. Die zeitliche Auflösung ist dabei beschränkt durch die Anstiegs- und Fallzeit der Photodioden sowie der Ausleserate des für die Aufnahme genutzten Oszilloskops. Schnelle Photodioden haben Anstiegszeiten im Bereich von mehreren zehn Pikosekunden und schnelle Oszilloskope erreichen Auslesetakte im selben zeitlichen Bereich.

Deutlich erhöht ist die zeitliche Auflösung bei einer Messung mit einem Autokorrelator. In einem solchen wird der zu vermessende Puls in einem Strahlteiler aufgeteilt. Anschließend werden beide Teilstrahlen in einen nichtlinearen Kristall gelenkt, in welchem sie über den Prozess der Frequenzverdopplung [43, 44] rekombinieren. Bei dieser Rekombination wird ein neuer Strahl erzeugt, dessen Frequenz der zweiten harmonischen der einfallenden Teilstrahlen entspricht. Einer der Teilstrahlen wird mittels eines gezielt eingebauten, zusätzlichen, variablen optischen Wegs L um die Dauer

$$\tau = \frac{L}{c} \quad (2.5)$$

relativ zum anderen Teilstrahl verzögert. Das dabei erzeugte frequenzverdoppelte Signal genügt der Autokorrelationsfunktion

$$A(\tau) = \int I(t)I(t - \tau)dt \quad (2.6)$$

und kann mit einem beliebig sensitiven Detektoren, etwa Photodioden, Photomultiplier oder Kameras, aufgenommen werden. Eine Reihe an Aufnahmen des erzeugten Signals unter Variation der Verzögerung τ ermöglicht es den gesamten zeitlichen Bereich abzurastern und so die Information über das zeitliche Intensitätsprofil zu erlangen. Die erreichbare zeitliche Auflösung ist dabei durch die Genauigkeit gegeben, mit welcher der optische Weg L eingestellt werden kann. Moderne Schrittmotoren mit

Positioniergenauigkeiten im Bereich eines Mikrometers ermöglichen somit Auflösungen im fs-Bereich. Aufgrund der Symmetrie der Autokorrelationsfunktion, ist eine solche Messung jedoch immer symmetrisch um $\tau = 0$. Diese Symmetrie macht es unmöglich zu unterscheiden, ob ein Nebenpuls zeitlich vor oder nach dem Hauptmaximum liegt. Des Weiteren ist es in diesem Messverfahren möglich die Messung zu unterbrechen, sollte das Signal den Messbereich des Detektors verlassen. Eine definierte Verstärkung oder Abschwächung des Signals, etwa durch kalibrierte Graufilter, kann vorgenommen und die Messung fortgeführt werden. Der dynamische Messbereich der Intensität durch eine solche, als *scannende Autokorrelation* bezeichnete, Messung ist demnach nicht durch den Messbereich des verwendeten Detektors beschränkt. Die Grenze des erreichbaren dynamischen Intensitätsmessbereichs wird durch Licht hervorgerufen, welches in Propagationsrichtung und Frequenz mit dem Signal übereinstimmt, jedoch kein Teil dessen ist. Es ist nicht vom Signal zu trennen und entsteht dadurch, dass die Teilstrahlen jeweils auch eine Frequenzkonversion durch Interaktion mit sich selbst erfahren. Solches Licht verursacht einen, als Rauschsignal bezeichneten, Messhintergrund. Das so erzeugte Rauschsignal beschränkt scannende Autokorrelatoren, wodurch der erreichbare dynamische Messbereich nur mit großem Aufwand sechs Größenordnungen überschreiten kann [45].

Dieses Rauschniveau, was den Intensitätsmessbereich begrenzt, wird in einem Kreuz-Korrelator dritter Ordnung deutlich verringert (obgleich mathematisch nicht korrekt, werden diese häufig auch als Autokorrelator dritter Ordnung bezeichnet). Der maßgebliche Unterschied zum vorgestellten Prinzip des Autokorrelators ist, dass einer der Teilstrahlen vor der Rekombination bereits in einem nichtlinearen Kristall frequenzverdoppelt wird. Der zur Rekombination genutzte Kristall ist dabei auf den nichtlinearen Prozess der *Summenfrequenzgenerierung* optimiert. Das erzeugte Signal hat demnach die dreifache Frequenz des zu vermessenden Laserpulses. Die Antwortfunktion des in einem Kreuz-Korrelator dritter Ordnung erzeugten Signals

$$A(\tau) \propto \int I(t)I^2(t - \tau)dt \quad (2.7)$$

ist nicht symmetrisch, sondern lässt Aussagen über die zeitliche Richtung zu. Prozesse, welche zu einer Frequenzverdreifung durch Interaktion eines Teilstrahls mit sich selbst führen sind wesentlich unwahrscheinlicher, als solche einer Frequenzverdopplung, was das Rauschniveau solcher Kreuz-Korrelatoren dritter Ordnung im Vergleich zu Autokorrelatoren immens senkt. Typischerweise liegt der somit erreichte messbare Intensitätsbereich bei elf bis zwölf Größenordnungen, wobei im Verlauf dieser Ausarbeitung Messungen mit dem aktuellen Weltrekord von über dreizehn Größenordnungen gezeigt werden. Eine genaue theoretische Beschreibung und Optimierung des Rauschniveaus wurde im Rahmen der hier vorgestellten Dissertation durchgeführt und ist in Kapitel 4.1 beschrieben.

Die Messmethode der Kreuz-Korrelation dritter Ordnung ist für die Charakterisierung – insbesondere mit hohem dynamischem Bereich – eines Pulses unerlässlich. Jedoch benötigt die Methode des Abrasterns eines Pulses viel Zeit. Zur live-Messung während einer Systemoptimierung, oder als Diagnostik für Vollsystemsschüsse sind diese Korrelatoren darum an Lasersystemen niedriger Repetitionsrate nicht einsetzbar. Hierfür genutzt werden Einzelschuss-Korrelatoren. Das zugrunde liegende Prinzip ist dabei sowohl in der zweiten Ordnung, als auch der dritten Ordnung einsetzbar. In solchen Einzelschuss-Korrelatoren werden die Teilstrahlen unter einem Winkel zueinander in den Kristall zur Rekombination gelenkt und in der Ebene des Winkels aufgeweitet. Dadurch wird erreicht, dass an unterschiedlichen

Orten in dem Kristall Teile der Pulse mit verschiedenen Verzögerungen interagieren [46]. Der zeitliche Bereich, welcher aufgenommen werden kann, ist dabei von der Größe der Strahlen in dem Kristall und der Ausdehnung des Kristalls abhängig. Die in diesem System messbare Intensität ist beschränkt durch den genutzten Detektor, wofür meist CCD-Kameras genutzt werden. Der dynamische Intensitätsmessbereich eines solchen Einzelschuss-Korrelators liegt somit bei fünf bis sechs Größenordnungen und die zeitliche Auflösung ist über die Pixelgröße des Detektors und die Abbildung des Kristalls auf den Kamerachip bestimmt.

Basierend auf einer Abwandlung eines solchen Einzelschuss-Korrelators zweiter Ordnung wurden Messgeräte entwickelt, welche phasen- und spektral aufgelöst einen Laserpuls vermessen können. Eine Variante eines solchen Geräts, ein sogenannter *FROG* [47], nimmt das erzeugte Signalbild nicht direkt mit einer Kamera auf, sondern lenkt es zuvor über ein Gitter. Dieses ist so justiert, dass eine spektrale Dispersion in der Ebene auftritt, welche senkrecht zu der Richtung des Strahls ist, die die zeitliche Information trägt. So wird eine spektral aufgelöste Einzelschussaufnahme des zeitlichen Pulsprofils erreicht. Da spektrale Intensität, spektrale Phase und zeitlicher Pulsverlauf nach Gleichung 2.1 verknüpft sind, kann über einen Algorithmus aus dem gemessenen Spektrum und zeitlichen Pulsverlauf die passende spektrale Phase rekonstruiert werden. Jedoch sei angemerkt, dass es sich dabei um eine mathematische Rekonstruktion, nicht um eine direkte Messung dieser Phase handelt. Der zur Rekonstruktion genutzte Algorithmus variiert die spektrale Phase solange, bis diese zu einer Lösung konvergiert. Eine ungünstige Wahl der Anfangsparameter kann dazu führen, dass die spektrale Phase, zu welcher der Algorithmus konvergiert ist, nicht die tatsächliche darstellt.

Ebenfalls für die Vermessung der spektralen Phase konzipierte, jedoch ohne konvergenzbasierten Algorithmus funktionierende, Messgeräte sind Wizzler [48] und SPIDER [49]. In diesen werden gezielt Repliken des zu vermessenden Pulses erzeugt, welche durch bekannte nichtlineare Effekte verändert werden. Anschließend werden diese zeitlich versetzt zueinander in einem Spektrometer überlagert, wodurch eine Interferenz der Spektren beider Pulse gemessen wird. Aus dem aufgenommenen Interferenzmuster wird die gemessene spektrale Phase bestimmt. Diese ist die Summe der spektralen Phase durch die zeitliche Verzögerung der Pulse, der durch den bekannten nichtlinearen Effekt eingebrachten spektralen Phase und – als einzigem unbekannten Term – der zu bestimmenden spektralen Phase [48]. Zusammen mit dem aufgenommenen Spektrum lässt sich wiederum ein zeitliches Pulsprofil rekonstruieren. Der maximal zeitliche aufzulösende Bereich T hängt dabei direkt mit der Auflösung des Spektrometers $\Delta\lambda$ über

$$T = \frac{\lambda_0^2}{\Delta\lambda c_0} \quad (2.8)$$

mit der zentralen Wellenlänge λ_0 zusammen und ist darum auf wenige Pikosekunden beschränkt. Zudem ist der aufzunehmende dynamische Intensitätsbereich durch die als Detektor genutzten Spektrometer auf circa fünf Größenordnungen beschränkt. Solche Geräte eignen sich demnach für Messungen um den Hauptpeak, sind jedoch nicht in der Lage parallel dazu Aussagen über den Bereich der Anstiegsflanke zu treffen.

Das derzeit am weitesten entwickelte Messgerät im Hinblick auf phasenaufgelöste Pulsmessung wird als *TERMITES* bezeichnet [50]. Es ist in der Lage das elektrische Feld räumlich, spektral, zeitlich und phasenaufgelöst zu vermessen. Eine solch vollständige Pulscharakterisierung wird erreicht durch

eine Kombination von Phasenrekonstruktionsalgorithmus und zeitlich scannender, räumlich aufgelöster Interferometrie in einem einzigen Gerät. Auflösungsbedingt ist dieses Gerät zwar nicht für die Untersuchung des zeitlichen Kontrasts auf langen Zeitskalen und großen Intensitätsbereichen geeignet, stellt nach aktuellem Stand aber die genaueste Möglichkeit der Pulscharakterisierung im Bereich dessen Maximums dar.

Zusammenfassend lässt sich feststellen, dass für unterschiedliche zu untersuchende Details des Laserpulses ein anderes Messgerät zu verwenden ist. Im Verlauf dieser Ausarbeitung werden spektral aufgelöste Messungen eines Wizzlers und FROGs genutzt, um die spektrale Phase eines Lasersystems zu charakterisieren. Hauptmessgerät für die hier behandelten Kontrastuntersuchungen über sehr große Intensitätsbereiche auf Pikosekunden- bis Nanosekunden-Zeitskalen bildet ein optimierter Kreuz-Korrelator dritter Ordnung, welcher in Abschnitt 4.1 vorgestellt wird.

2.4 Einfluss des zeitlichen Kontrasts auf die Laser-Plasma Wechselwirkung

Die im vorangegangenen Abschnitt beschriebenen Geräte zur Charakterisierung eines Laserpulses bilden den aktuellen Stand der Technik zur Vermessung kurzer Laserpulse ab. Seit einem Jahrzehnt werden vermehrt Anstrengungen unternommen, um Messgeräte mit genauer zeitlicher Auflösung und großem Messbereich der Intensität weiterzuentwickeln. Einer der Gründe hierfür ist, dass die Lasersysteme weiterentwickelt wurden und höhere Anforderungen an das zeitliche Pulsprofil stellen [23]. Ein weiterer Grund ist auch, dass der Einfluss des zeitlichen Kontrasts auf die Wechselwirkung eines Laserpulses mit Materie noch Gegenstand aktueller Forschung ist. Diverse Simulationen und Experimente an den Hochleistung-Hochintensitäts-Lasersystemen der Welt wurden unternommen, um den Einfluss der verschiedenen zeitlichen Kontraste zu untersuchen. Eine repräsentative Auswahl der so gewonnenen Erkenntnisse soll an dieser Stelle zusammengetragen werden. Als Maß der Güte einer Laser-Plasma-Wechselwirkung von Kurzpulsen wird häufig die Beschleunigung von Ionen durch starke elektrische Felder an den Grenzflächen eines Targets [30] genutzt. Bei einer theoretischen Beschreibung der Wechselwirkung eines idealen Laserpulses mit einem Target wurde die Abhängigkeit

$$E_I \propto \sqrt{I_L} \quad (2.9)$$

zwischen der maximalen Ionenenergie E_I und der Laserintensität I_L vorgestellt [51, 52]. Es sei angemerkt, dass als Energie eines beschleunigten Ions immer die Energie eines Protons beziehungsweise die Energie pro Nukleon gemeint ist.

In unterschiedlichen Experimenten und Simulationen wurden Beobachtungen gemacht, welche von dieser Skalierung abweichen. Grund hierfür ist, dass jeder reale Laserpuls eines Hochleistungs-Lasersystems ein Target bereits vor dem Auftreffen der maximalen Intensität ionisiert. Die Folge ist die Ausbildung eines Plasmas, welches als *Vorplasma* bezeichnet wird. Je nach Expansion des Targets und Dichtegradient des Vorplasmas, kann dieses positive oder negative Auswirkungen auf die Laser-Plasma-Wechselwirkung haben. So wurde der Einfluss eines mehrere Nanosekunden langen Podests vor dem Hauptpuls untersucht, wie es durch verstärkte spontane Emission hervorgerufen wird [53]. Dabei war zu erkennen, dass ein ausgedehntes Vorplasma eine Reduktion der Konversionseffizienz von Laser- in

Ionenenergie mit sich bringt. In einer anderen Untersuchung wurde festgestellt, dass für unterschiedliche Dicken des Targets das Optimum der Ionenbeschleunigung bei verschiedenen zeitlichen Ausdehnungen eines Vorplasmas erreicht werden [54]. Weitergehend für den Einfluss von Vorpulsen vorgestellt wurde eine quantitative Analyse, basierend auf hydrodynamischen Simulationen. Diese gibt, aufgeschlüsselt nach Dicke des verwendeten Targets, einen zeitabhängigen Verlauf an, wie hoch die Intensitäten von Vorpulsen maximal sein dürfen. Überschreitet der Laserpuls zu einem Zeitpunkt diesen Verlauf, ist das Target beim Eintreffen des Hauptpulses bereits ionisiert und so weit vorexpanziert, dass das Plasma für den Hauptpuls transparent ist und keine signifikante Wechselwirkung zustande kommt [55]. Zusätzlich haben kürzlich durchgeführte Experimente ergeben, dass es bei gleicher Intensität eines Vorpulses auch von dessen zeitlicher Lage abhängt, ob die Generierung eines Vorplasmas durch diesen zu besseren oder schlechteren Bedingungen für Laser-Ionenbeschleunigung führt [56]. Neben dem Vorplasma auf der Vorderseite eines Targetes, sind auch Schockwellen nicht zu vernachlässigen, welche beim Zünden eines Plasmas entstehen. Diese Schockwellen propagieren durch das Target und können auf der Rückseite ausbrechen. Es wurde gezeigt, dass der Ausbruch einer solchen Schockwelle vor dem Auftreffen des Hauptpulses dazu führt, dass die Effizienz der Beschleunigung von Ionen ebenfalls sinkt [57] und auch die räumliche Verteilung der beschleunigten Ionen dadurch beeinflusst wird [58].

Andererseits wurde für sehr dünne – sogenannte massenlimitierte – Targets gezeigt, dass die Ausbildung eines Vorplasmas förderlich für die Kopplung des Lasers in das Targetmaterial ist [59]. Des Weiteren tritt durch ein Vorplasma *Selbstfokussierung* des Lasers auf. Dieser Effekt beschreibt, dass der Hauptpeak beim Auftreffen auf das Vorplasma durch die Änderung der Dichte des umgebenden Mediums eine Brechung erfährt. Eine Fokussierung kann die Folge sein, welche dazu führt, dass höhere Intensitäten erreicht werden können, als dies ohne die Brechung durch das Vorplasma der Fall wäre [60], was nach Gleichung 2.9 wiederum zu höheren Ionenenergien führt. Bei einer passenden Ausdehnung des Vorplasmas sorgt diese Selbstfokussierung für eine effizientere Beschleunigung von Ionen [53].

Effizientere Mechanismen der Laser-Ionenbeschleunigung und damit einhergehend höhere Ionenenergien wurden durch Simulationen vorhergesagt [61]. Basierend auf Berechnungen hydrodynamischer Wechselwirkung oder schrittweiser Teilchenwechselwirkung (PIC aus dem Englischen *particle in cell*), wurden die dafür notwendigen Dichten und Ausdehnungen des Vorplasmas vorhergesagt. Ein solcher Mechanismus, welcher durch Simulationen in Aussicht gestellt wird, ist die Beschleunigung einer Fläche von Ionen durch den Lichtdruck des Lasers [62]. Die experimentelle Untersuchung solcher Mechanismen steht noch aus, da derzeit an keinem Lasersystem der Welt die für eine Überprüfung nötige Reproduzierbarkeit und Flexibilität der Laserparameter oder die Möglichkeit einer gezielten Veränderung des Kontrasts in dem benötigten Umfang gegeben sind. Die aktuell erreichten Laserparameter sind am Rande dessen, was für manche durch Simulationen hervorgesagte Beschleunigungsmechanismen notwendig ist. Wenn auch bisher nicht deterministisch reproduzierbar, wurden bereits unterschiedliche Beschleunigungsmechanismen während Experimentkampagnen beobachtet [6]. Theoretische Arbeiten besagen weiter, dass in zukünftigen Lasersystemen mit Spitzenleistungen über 20 PW, auch Effekte der Quantenelektrodynamik eine Rolle spielen werden und noch bessere Kontrastbedingungen erfüllt werden müssen, da ansonsten der Hauptpuls nicht effizient in das Target einkoppeln kann [63].

Der Einfluss der verschiedenen Effekte bei der Laser-Materie-Wechselwirkung in einem Experiment lassen sich bislang nicht sicher vorhersagen. Hauptursache dafür ist ein unvollständiges Verständnis der

Wechselwirkungsprozesse. Da Lasersysteme wenig variabel und nur bedingt reproduzierbar sind, lassen sich diese Wechselwirkungen bislang schwer untersuchen.

2.5 Beeinflussung des zeitlichen Pulsprofils

Mit dem Bekanntwerden der Einflüsse des zeitlichen Kontrasts auf die Laser-Materie-Wechselwirkung begann eine intensive Forschung an dessen Optimierung, wobei aktuell die Realisierung eines möglichst hohen Kontrasts als erstrebenswert für ein Lasersystem angesehen wird. Eine Reihe an bewährten Methoden werden heute genutzt, welche sich auf unterschiedliche Zeit- und Intensitätsbereiche des Kontrasts auswirken. Eine Auswahl der etablierten Verfahren wird im Folgenden vorgestellt.

2.5.1 Aktueller Stand der Methoden zur Kontrastverbesserung

Der zeitliche Bereich mehrere Nanosekunden vor dem Hauptmaximum eines Laserpulses kann mit aktiven Elementen gezielt beeinflusst werden. Um den Nanosekundenkontrast zu verbessern, werden Pockels-Zellen kombiniert mit Polarisatoren als optische Schalter eingesetzt. Dabei wird durch eine Pockels-Zelle die Polarisation des Pulses in einem definierten zeitlichen Bereich um 90° gedreht. Anschließend Polarisatoren transmittieren die gewünschte Polarisation und schwächen die nicht durch die Pockels-Zelle ausgewählten Teile des Pulses ab. Die somit erreichbare Abschwächung unerwünschter zeitlicher Bereiche des Pulses hängt von der Anzahl anschließend im Strahlengang befindlicher polarisationsabhängiger Optiken ab. Aufgrund der limitierten Größe in der für Pockels-Zellen nötige Kristalle hergestellt werden können, werden solche optischen Schalter nur in Bereichen eingesetzt in denen der Puls zeitlich gestreckt ist. Dies beschränkt den zeitlichen Abstand zwischen dem Hauptpeak und dem Zeitpunkt, an welchem Pockels-Zellen in das Plateau der verstärkten spontanen Emission schneidet, auf die zeitliche Dauer des gestreckten Pulses, was im Bereich weniger Nanosekunden liegt. In dem Pulsverlauf ist die Wirkung solcher optischen Schalter als Anstieg vor dem Plateau der ASE (vgl. Abb. 2.1) zu sehen.

Zum Standard für die Verbesserung des ASE-Kontrasts sind doppel-CPA-Systeme geworden. Bei diesen wird der Laserpuls zwischen zwei Verstärkerstufen komprimiert und durch einen nichtlinearen, intensitätsabhängigen Prozess der zeitliche Kontrast verbessert. Anschließend wird der so gesäuberte Puls ein zweites Mal nach dem Prinzip der CPA verstärkt. Explizit sind diese Prozesse die ultraschnelle optisch parametrische Verstärkung [64, 65] und das Pulssäubern durch kreuz-polarisierte Wellenmischung [66, 67]. Die ultraschnelle optisch parametrische Verstärkung nutzt dabei den nichtlinearen Effekt der Differenzfrequenzmischung, um den Laserpuls zu verstärken. Dabei wird, im Gegensatz zur Verstärkung in laseraktiven Medien, keine Energie deponiert, um Besetzungsinversion zu erzeugen. Dadurch tritt in diesem Verstärkungsprozess keine verstärkte spontane Emission auf. Somit kann die Intensität des Hauptpeaks im Verhältnis zum ASE-Plateau um vier bis fünf Größenordnungen erhöht werden. Kreuz-polarisierte Wellenmischung basiert auf dem nichtlinearen Prozess der Vier-Wellen-Mischung. In diesem Prozess wird ein ausgehender Puls erzeugt, dessen Polarisation, abhängig von der Intensität, zur Polarisation des einfallenden Pulses rotiert ist. Mit anschließender Transmission durch Polarisatoren lässt sich folglich eine intensitätsabhängige Bereinigung durchführen [68]. Diese Methode hat den Vorteil, dass es neben einer Verbesserung des ASE-Kontrasts auch etwaig auftretende Nebenpulse abschwächt.

Die kreuz-polarisierte Wellenmischung erreicht ebenfalls Kontrastverbesserungen im Bereich von fünf Größenordnungen, allerdings liegt die Effizienz dieses Prozesses nur im Bereich von 30% [68] und ein großer Teil der Laserpulsenergie geht verloren.

Eine Methode zur Verbesserung des Kontrasts in einem sehr großen Bereich ist der Einsatz von Plasmaspiegeln. Dabei werden antireflexbeschichtete Glasplatten in den Strahlengang des zeitlich komprimierten Strahls eingebracht. Ziel ist es, dass die Laserintensität auf dem Plasmaspiegel zu einem gewählten Zeitpunkt vor dem Hauptpeak die Zerstörschwelle der Beschichtung übersteigt. Durch die Beschichtung tritt nur eine Reflexion um 1% für Zeiten vor dem Erreichen der Zerstörschwelle auf. Sobald an der Oberfläche ein Plasma zündet, steigt die Reflektivität auf 70%–80% [69–71], wodurch die anschließend auftreffenden Teile des Laserpulses nicht abgeschwächt werden. Pro verwendetem Plasmaspiegel ist somit eine Verbesserung des Kontrasts um zwei Größenordnungen möglich, wobei mehrere Plasmaspiegel hintereinander eingesetzt werden können, um eine noch höhere Kontrastverbesserung zu erreichen [71]. Zudem lässt sich die Fläche – und damit die Intensität – des Laserstrahls auf dem Plasmaspiegel mit dessen Abstand zum Fokus variieren. Der Zeitpunkt, an welchem die Reflektivität aufgrund des gezündeten Plasmas ansteigt, ist demnach frei im Bereich der Anstiegsflanke wählbar.

Obwohl eine Verbesserung des Vorpuls-Kontrasts durch genannte Aufbauten möglich ist, sind deren Effizienzen jedoch endlich und die beste Option ist es Vorpulse von vornherein zu vermeiden. Um dies zu können ist es notwendig deren Ursprung zu identifizieren. Nebenpulse entstehen in zwei aufeinander folgenden, zur Verstärkung genutzten, Kavitäten mit den unterschiedlichen Umlaufdauern τ_1 und τ_2 . Die Auskopplung aus solchen Kavitäten erfolgt durch Pockels-Zellen in Kombination mit polarisationsselektiven Optiken. Bei jedem Durchlauf durch diese treten, selbst bei perfekter Justage, depolarisierende Effekte in den Pockels-Zellen auf. Dies ist dadurch begründet, dass die Polarisationsdrehung durch eine Pockels-Zelle von dem Winkel zwischen der optischen Achse des Kristalls und dem k -Vektor des Strahls abhängig ist. Der Fall paralleler k -Vektoren über die gesamte Breite des Strahls tritt, nach der Gaußschen Strahlenoptik, jedoch nur im unendlichen und der Strahltaillie auf. Die Strahltaillie ist in Verstärkern meist an den Ort des laseraktiven Mediums oder eines Endspiegels der Kavität justiert, jedoch nicht explizit in eine vorhandene Pockels-Zelle. Daraus ergibt sich, dass in eine Pockels-Zelle ein Strahlbündel mit leicht unterschiedlichen k -Vektoren einfällt. Dies sorgt dafür, dass Teile des Pulses falsch polarisiert und ungewollt ausgekoppelt werden. Demnach laufen jedem aus der ersten Kavität auszukoppelnden Puls schwächere Pulse mit zeitlichem Abstand $m \cdot \tau_1$ mit $m \in \mathbb{N}$ voraus. Aufgrund der Schaltdauer der genutzten Pockelszellen ist es möglich, dass ein solcher Puls bereits in der zweiten Kavität umläuft, wenn der zu verstärkende Puls eingekoppelt wird. Die beiden Pulse propagieren gemeinsam, mit einem zeitlichen Versatz von $\Delta\tau = \tau_1 - \tau_2$ in der Kavität, werden gemeinsam verstärkt und ausgekoppelt. Somit sind nach der zweiten Kavität Nebenpulse zu den Zeiten $m \cdot \Delta\tau$ zu beobachten. Das Verhältnis der Intensität der Nebenpulse hängt dabei von den auftretenden Depolarisationseffekten ab, welche maßgeblich durch eine sehr gute Justage der Pockels-Zellen minimiert werden.

So erzeugte Nebenpulse sind meist mehrere Nanosekunden von dem Hauptpeak getrennt, wodurch sie sich mit nachfolgenden Pockels-Zellen abschwächen lassen. Auf kürzeren Zeitskalen treten Nebenpulse auf, wenn Teile des Pulses an der Oberfläche einer transmittiven Optik reflektiert werden, aber dennoch den Strahlengang nicht verlassen. Dies tritt insbesondere bei zweifachen Reflexionen an der Rückseite und anschließend der Vorderseite einer Optik mit planparallelen Oberflächen auf. Auch

Fabry-Pérot Effekte und Mehrfachreflexionen zwischen verschiedenen planparallelen Optiken sind möglich und können Nebenpulse erzeugen. Der zeitliche Abstand der so erzeugten Nebenpulse zum Hauptpeak entspricht der zurückgelegten optischen Weglängendifferenz des reflektierten Pulses. Auftretende Nachpulse sind dabei ebenso schädlich wie Vorpulse, da durch nichtlineare Effekte in der Verstärkerkette und anschließendes Durchlaufen des Kompressors, Nachpulse auch Vorpulse erzeugen können und vice versa [72].

2.5.2 Zusammenhang von Anstiegsflanke und spektraler Phase

Im Gegensatz zu den bisher behandelten Kontrastbegrenzungen, ist die Anstiegsflanke vor dem Hauptpeak kein Bereich, in dem sich die erzeugte Intensität anderer Quellen mit dem Hauptpeak additiv überlagert. Die Anstiegsflanke kann als Teil des Hauptpeaks betrachtet werden. Die Lasersysteme weltweit weisen eine über mehrere hundert Halbwertsbreiten andauernde Anstiegsflanke auf, welche zur Herausforderung für Experimente wird. Einzig das Lasersystem *Trident* im Los Alamos National Laboratory wies einen deutlich steileren Anstieg auf [73]. Eine wahrscheinliche Erklärung dafür wurde im Rahmen dieser Arbeit erbracht und ist in Kapitel 3 beschrieben.

Wie zu Beginn dieses Kapitels erwähnt, ist der zeitliche Verlauf der Intensität $I(t)$ durch das zugrunde liegende Spektrum mit der spektralen Amplitude $E_0(\omega)$ und der spektralen Phase $\Phi(\omega)$ definiert. Der zeitliche Verlauf der Intensität bezieht sich dabei nicht nur auf den Bereich des Hauptmaximums, sondern schließt auch die Anstiegsflanke mit ein. Die zeitliche und spektrale Beschreibung des elektrischen Feldes ist durch eine Fourier-Transformation miteinander verknüpft

$$E(t) = \mathcal{F}(E(\omega)) = \mathcal{F}(E_0(\omega) \cdot e^{i\Phi(\omega)}) \quad (2.10)$$

$$I(t) \propto |E(t)|^2. \quad (2.11)$$

Die spektrale Phase lässt sich in eine Taylorreihe um die zentrale Kreisfrequenz ω_0 entwickeln

$$\Phi(\omega) = \Phi(\omega_0) + \frac{\partial \Phi}{\partial \omega}(\omega - \omega_0) + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 \Phi}{\partial^2 \omega}(\omega - \omega_0)^2 + \frac{1}{3!} \frac{\partial^3 \Phi}{\partial^3 \omega}(\omega - \omega_0)^3 + \dots, \quad (2.12)$$

wobei die verschiedenen Summanden unterschiedliche Einflüsse auf den zeitlichen Pulsverlauf haben. Die kürzeste erreichbare Pulsdauer ist gegeben für den Fall einer konstanten oder linearen spektralen Phase. Man spricht in diesem Fall von einem bandbreitenlimitierten oder Fourier-limitierten Puls. Für solche Pulse gilt das sogenannte *Zeit-Bandbreiten-Produkt*

$$\Delta t \cdot \Delta \nu = \text{konst.}, \quad (2.13)$$

welches die spektrale Bandbreite der Frequenz $\Delta \nu$ mit der Pulsdauer Δt verknüpft [74]. An dieser Stelle sei angemerkt, dass im Verlauf dieser Ausarbeitung mit Δ bezeichnete Breiten von Funktionen immer als deren Halbwertsbreite definiert sind. Die Konstante des Zeit-Bandbreiten-Produkts hängt dabei nur von der Form des Spektrums ab. Für ein gaußförmiges Spektrum etwa gilt $\Delta t \cdot \Delta \nu = 2 \ln(2)/\pi \approx 0,441$. Bei

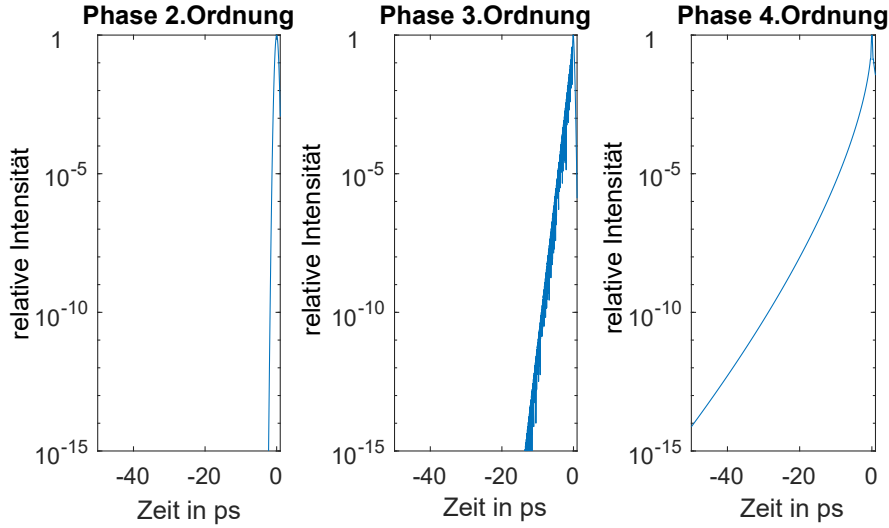


Abbildung 2.3: Berechnete Beispiele eines Pulses, welcher mit spektraler Phase verschiedener Ordnungen beaufschlagt ist. Zugrunde liegt ein Puls mit Fourier-limitierter Halbwertsbreite von 320 fs. Die eingebrachte spektrale Phase ist 1 ps^2 (links), 1 ps^3 (mitte) und 1 ps^4 (rechts).

auf tretenden spektralen Phasen quadratischer und höherer Ordnungen wird dieses Fourier-Limit jedoch nicht mehr erreicht und die verschiedenen Ordnungen beeinflussen maßgeblich das Pulsprofil im Bereich des Hauptpeaks und der Anstiegsflanke. Der Einfluss von Phasen verschiedener höherer Ordnungen ist in Abbildung 2.3 beispielhaft veranschaulicht. Dabei sind die angenommenen Phasen für die n -te Ordnung mit jeweils

$$\frac{\partial^n \Phi}{\partial \omega^n} = 1 \text{ ps}^n \quad (2.14)$$

sehr groß und werden im Experiment bei optimierten Pulsen so nicht auftreten. Es lässt sich grundlegend beobachten, dass spektrale Phasen niedriger Ordnungen die Pulsform sehr nah um den Hauptpeak beeinflussen. Mit zunehmend höheren Ordnungen sinkt der Einfluss auf die Pulsform um den Hauptpeak und die Anstiegsflanke in weiter entfernten zeitlichen Bereichen steigt.

Um den Anstiegsflanken-Kontrast zu beeinflussen und den Puls um den Hauptpeak zu bereinigen, muss demnach die spektrale Phase kontrolliert und optimiert werden. Spektrale Phasen zweiter Ordnung sind über Strecker und Kompressoren beeinflussbar, was die Grundlage der CPA bildet. Über die Rotation und Positionierung der genutzten Gitter kann ein solcher Kompressor auch spektrale Phasen dritter Ordnung kompensieren [11, 13]. Als Mittel der Wahl, um möglichst verschwindende spektrale Phasen zu generieren, haben sich heute vor allem Banks- [18] und Offner-Strecker [14, 17] durchgesetzt. Beide basieren auf einer komplexen Anordnung gekrümmter Spiegel. Damit erreichen sie Abbildungen, welche inklusive der vierten Ordnung bereinigt von Abberationen sind. Ebenso sind sie frei von chromatischen Abberationen, da sie nur reflektive Optiken nutzen. In der Offner-Anordnung können zusätzlich auch noch sphärische Abberationen bereinigt werden. Neben der Optimierung der Strecker- und Kompressorjustage, wird noch die aktive Phasenkontrolle mit akusto-optischen programmierbaren dispersiven Filtern [75] genutzt. Die bisher mit diesen Geräten erreichte Effizienz ist gut, um spektrale Phasen der zweiten und dritten Ordnung gezielt zu beeinflussen, eignet sie sich jedoch nicht für die Kompensati-

on höherer Ordnungen [76]. Darum ist die Optimierung der Ursache und des Einflusses von spektraler Phase höherer Ordnungen auf die Anstiegsflanke Gegenstand aktueller Forschung. Insbesondere zwei vielversprechenden Ansätze sind hierzu bekannt.

Analytische Abschätzungen wurden vorgestellt, wie die Qualität von genutzten Optiken die spektrale Phase beeinflusst [25]. Es wurde gezeigt, dass sich damit die Anstiegsflanke teilweise annähern lässt, manche experimentellen Beobachtungen aber im Widerspruch dazu stehen [26]. Die Berechnung einer anderen Gruppe sieht die Kombination aus unendlich vielen, immer kleiner werdenden Reflexionen des Pulses im Strahlengang als mögliche Ursache der Anstiegsflanke [27].

Die tiefgehende Untersuchung der Einflüsse auf die spektrale Phase in einem CPA-Lasersystem bildet einen Kernpunkt der hier vorgestellten Arbeit. Im folgenden Kapitel wird dies weitergehend diskutiert.



3 Einfluss von Störungen im Strecker auf die Anstiegsflanke

Der zeitliche Verlauf eines Laserpulses und dessen Spektrum sind über eine Fourier-Transformation miteinander verknüpft. Aus Gleichung 2.10 wird ersichtlich, dass sowohl Modulationen der spektralen Amplitude $E_0(\omega)$, als auch der spektralen Phase $\Phi(\omega)$ den zeitlichen Intensitätsverlauf beeinflussen. Zielsetzung dieser Arbeit war es festzustellen, wie Qualität und Positionierung von verwendeten Optiken im Strecker eines CPA-Lasersystems die Intensität und Phase des Spektrums ändern können. Die hierfür entwickelte Methodik und daraus resultierende Ergebnisse sollen an dieser Stelle vorgestellt werden. Zunächst wird die Funktion und der schematische Aufbau eines Streckers erklärt. Anhand dieses Beispiels werden die Eigenschaften verschiedener gängiger Konzepte zur Realisierung eines Streckers diskutiert. Um die Vorgänge in einem Strecker nachvollziehen und optimieren zu können, wurde zunächst eine Simulation durchgeführt, welche einen Strecker unter Einfluss beliebiger Störungen modelliert. Es stellte sich heraus, dass verfügbare Programme zur Simulation optischer Systeme hierzu nicht genutzt werden konnten. Darum wurde im Rahmen dieser Arbeit eigens hierfür ein Algorithmus entwickelt, welcher einen solchen Strecker abbildet und die Möglichkeit beinhaltet verschiedene Fehler der Oberfläche unterschiedlicher Optiken zu simulieren. Anhand dessen ist die Untersuchung der unterschiedlichen Einflüsse der in den Strecker eingebrachten Störeffekte möglich. Abschnitt 3.2 beinhaltet die Diskussion der berechneten Störungen auf die spektrale Amplitude und Phase. Die daraus resultierenden Veränderungen des zeitlichen Kontrasts folgen in Abschnitt 3.3.

Um die Wirkung eines Streckers zu verstehen, ist es hilfreich den Einfluss eines Kompressors bereits zu kennen, dessen physikalische Wirkungsweise leichter zugänglich ist. Aus diesem Grund wird zunächst der Einfluss eines Kompressors auf die spektrale Phase eines Pulses erklärt. Der schematische Aufbau eines Gitter-Kompressors nach der von Treacy entwickelten Geometrie [11] ist in Abbildung 3.1 gezeigt. Ein Laserpuls, welcher unter einem Einfallswinkel α auf das erste Gitter eines Kompressors trifft, wird von diesem dispersiv reflektiert, wobei die Ausgangswinkel $\beta(\lambda)$ nach der bekannten Gleichung

$$\sin(\beta(\lambda)) = \frac{\lambda}{g} - \sin(\alpha) \quad (3.1)$$

von der Wellenlänge λ und der Gitterkonstanten g abhängen. Ein weiteres Gitter mit gleicher Gitterkonstante, welches parallel zum ersten Gitter platziert wird, kollimiert die Strahlen wieder. Resultat ist ein Strahl, in welchem die spektralen Anteile räumlich voneinander getrennt sind. Die relative Phase der Strahlen unterschiedlicher Wellenlängen zu dem Strahl der zentralen Wellenlänge λ_0 lassen sich berechnen nach

$$\Phi(\lambda) = \frac{2\pi}{\lambda} p(\lambda) - \frac{2\pi}{g} D \frac{\sin(\beta(\lambda) - \beta(\lambda_0))}{\cos(\beta(\lambda))}. \quad (3.2)$$

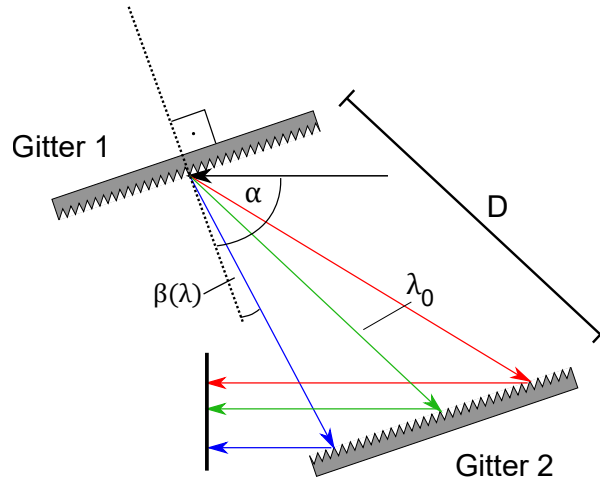


Abbildung 3.1: Schematische Darstellung eines Gitter-Kompressors für CPA Systeme. Der einfallende Puls, bestehend aus Strahlen mehrerer Wellenlängen, ist als schwarzer Pfeil dargestellt. Dessen Einfallswinkel auf das erste Gitter ist als α bezeichnet, der Ausfallswinkel nach Reflexion als β . Der Strahlengang des Strahls zentraler Wellenlänge λ_0 ist repräsentiert durch grüne Pfeile, rote Pfeile stehen für Strahlen längerer Wellenlänge sowie blaue für Strahlen kürzerer Wellenlänge. D beschreibt den Abstand der beiden Gitter zueinander, gemessen entlang des Strahls der zentralen Wellenlänge. Der senkrechte schwarze Balken markiert den Ausgang des Kompressors nach einem vollständigen Durchlauf.

D wird dabei als effektive Dispersionslänge bezeichnet und beschreibt den optischen Weg des Strahls der zentralen Wellenlänge zwischen den beiden Gittern. $p(\lambda)$ ist der optische Weg des Strahls der jeweiligen Wellenlänge. Zur Einführung des zweiten Terms der Gleichung führte die Beobachtung, dass ein Laser mit ebener Wellenfront nach Durchlaufen eines Kompressors weiterhin eine ebene Wellenfront aufweist, dies jedoch nicht mit der Berechnung der Phase allein durch den optischen Weg übereinstimmt [11]. Anschaulich beschreibt dieser Term einen Phasenversatz proportional zu der Anzahl an Gitterlinien, welche zwischen den Auftreffpunkten des betrachteten Strahls und eines Referenzstrahls liegen. Die wellenlängenabhängige Phase lässt sich Umschreiben zu [77]:

$$\Phi(\lambda) = \frac{2\pi}{\lambda} D \cos(\beta(\lambda_0) - \beta(\lambda)). \quad (3.3)$$

Durchläuft der räumlich spektral aufgespaltene Strahl den Kompressor erneut, unter identischem Einfallswinkel, werden die Strahlen unterschiedlicher Wellenlänge wieder räumlich kombiniert. Darum werden solche Kompressoren meist mit einem retroreflektierenden Spiegel kombiniert und in Doppelpass-Konfiguration betrieben.

Die resultierende Dispersion ist die zweite Ableitung der Phase nach der Wellenlänge, was für Kompressoren negativ ist. Der Kern eines Streckers besteht darin gezielt eine Dispersion gleichen Betrags, jedoch mit positivem Vorzeichen zu erzeugen. Um dies zu erreichen, sind die beiden Gitter symmetrisch zu einer Ebene senkrecht zur optischen Achse angeordnet. Die optische Achse entspricht dabei dem Strahlengang des Strahls der zentralen Wellenlänge zwischen den Gittern. In der Literatur und dem weiteren Verlauf dieser Ausarbeitung wird dies als *antiparallele* Anordnung bezeichnet. Neben den

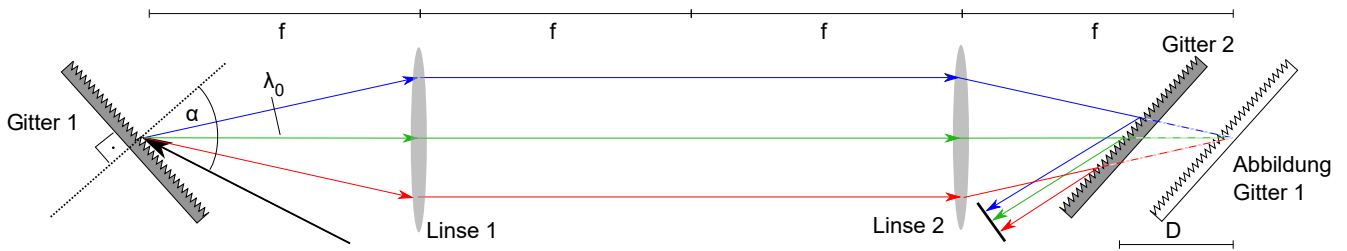


Abbildung 3.2: Skizze eines Streckers des Martinez-Typs. Der schwarze Pfeil repräsentiert den einfallenden Strahl. Verschiedenfarbige Pfeile deuten den Strahlengang von Strahlen unterschiedlicher Wellenlänge an. Die zwei Linsen mit Brennweite f bilden das Gitter 1 an die gezeigte Stelle ab. Das Gitter 2 ist um die Länge D aus dem Fokus der Linse 2 versetzt und kollimiert die räumlich aufgespaltenen Strahlen.

antiparallel angeordneten Gittern besteht ein Streckter außerdem aus einem 1:1 Teleskop, welches das erste Gitter hinter die Ebene des zweiten abbildet. An der simpelsten Streckergeometrie – dem Martinez-Typ [12] in Abbildung 3.2 – wird dieses Verfahren erklärt.

Ein solcher Streckter besteht aus zwei Gittern und zwei Linsen der Brennweite f . Für diese Erklärung sei angenommen, dass das erste Gitter des Streckters so positioniert ist, dass der einfallende Strahl dieses Gitter exakt im Brennpunkt der ersten Linse trifft. Der einfallende Strahl wird von dem Gitter reflektiert, wobei die spektralen Anteile winkelabhängig getrennt werden. Da die Strahlen unterschiedlicher Wellenlänge den gemeinsamen Ursprung im Brennpunkt der Linse haben, werden diese durch die Linse kollimiert. Ein paralleles Bündel räumlich getrennter Strahlen unterschiedlicher Wellenlängen ist die Folge. Dieses Bündel trifft auf die zweite Linse und wird von dieser wiederum in den Brennpunkt fokussiert. Bei einer Abbildung legen alle Strahlen den gleichen optischen Weg zwischen Objekt und Bild – hier dem ersten Gitter und dem Brennpunkt hinter der zweiten Linse – zurück. Bevor die Strahlen diesen Brennpunkt erreichen, treffen sie jedoch auf das zweite Gitter. Die antiparallele Anordnung der Gitter zueinander hat zur Folge, dass die Einfallswinkel der Strahlen auf das zweite Gitter den Ausfallswinkeln der Strahlen auf dem ersten Gitter entsprechen und die Strahlen kollimiert werden. Ein Gangunterschied zwischen den unterschiedlichen Strahlen ist die Folge. Diesen spektralen Gangunterschied und die resultierende spektrale Phase analytisch zu berechnen gestaltet sich, insbesondere aufgrund der Brechung an den Oberflächen der Linsen, als kompliziert. Deutlich einfacher und anschaulicher ist es den optischen Weg zwischen zweitem Gitter und Brennpunkt der zweiten Linse zu berechnen. Dieser Weg fehlt, um die optische Abbildung des ersten Gitters durch das Teleskop zu vollenden. Folglich kann man diesen Teilweg von dem für alle Strahlen gleichen optischen Weg der vollständigen Abbildung abziehen, um die resultierenden Pfadlängen der Strahlen zu berechnen. Der zu subtrahierende Term entspricht exakt Gleichung 3.3, wobei D in diesem Fall den Abstand zwischen dem Bild des ersten Gitters und dem zweiten Gitter beschreibt. Ein Versatz des ersten Gitters in Richtung der ersten Linse um die Strecke D' ist ebenfalls möglich und versetzt die Position der Abbildung um die gleiche Strecke näher an die zweite Linse, wodurch die effektive Dispersionslänge um D' vergrößert wird.

Ein solches Streckterdesign hat zwei maßgebliche Nachteile. Zum einen benötigt es sehr viel Platz, da die beiden Linsen im Abstand zweier Brennweiten zueinander platziert werden müssen und zum anderen führen Linsen zu chromatischen Aberrationen. Um das Platzproblem zu lösen, wurden solche Streckter darum häufig in einer gefalteten Geometrie aufgebaut. Gefaltet bedeutet hier, dass ein 180° -Spiegel in

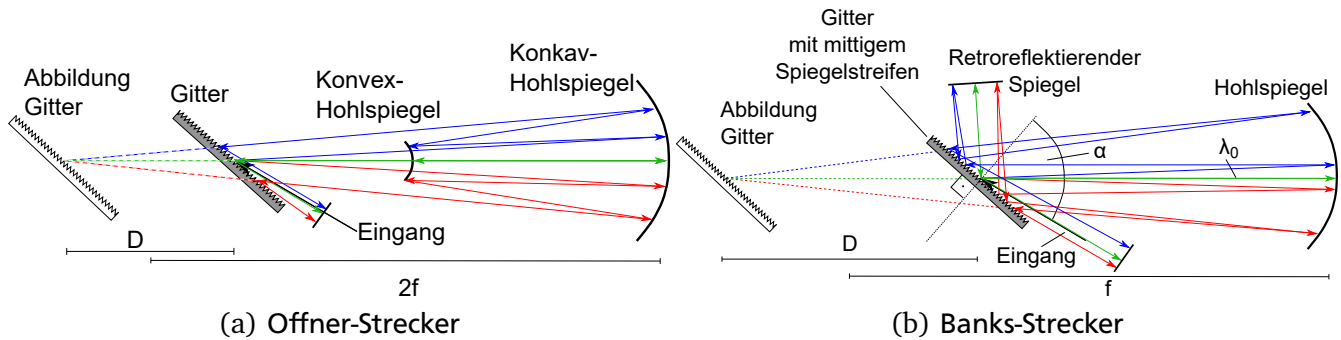


Abbildung 3.3: Schematische Darstellungen von Streckern des Offner-Typs (a) sowie des Banks-Typs (b). Der Weg, welche den Strahlen zur Vollendung der optischen Abbildung fehlen, ist als gestrichelte Linien dargestellt.

der Ebene des Brennpunkts zwischen den Linsen platziert ist. Somit bildet die erste Linse mit sich selbst das 1:1-Teleskop und das Gitter 1 wird hinter sich selbst abgebildet.

Im Laufe der Zeit wurden immer kürzere Laserpulse erzeugt, welche folglich eine größere Bandbreite aufweisen (vgl. Gl. 2.13). Der Chromatismus machte für sehr kurze Laserpulse einen auf Linsen basierenden Streckern nicht nutzbar. In modernen Systemen sind Streckern zu finden, welche rein auf reflektiven Optiken beruhen. Zwei solcher Systeme, ein Banks-Streckern [18] und ein Offner-Streckern [15, 16], sind in Abbildung 3.3 dargestellt. Beide Systeme nutzen die Höhe des Strahlengangs als zusätzlichen Freiheitsgrad, um in der Zeichenebene platzierte Optiken sowohl treffen, als auch passieren zu können. Diese Streckertypen arbeiten nur mit einem Gitter und bilden dieses hinter sich ab, ähnlich einem gefalteten Martinez-Streckern.

In einem Banks-Streckern befindet sich ein retro-reflektierender Spiegel, welcher die Strahlen in der Höhe versetzt, in der Brennebene eines Hohlspiegels, was zusammen das Teleskop formt. Der größte Nachteil dieser Anordnung ist, dass zwischen Gitter und Hohlspiegel ein Spiegel eingebracht werden muss, welcher die Strahlen auf den retroreflektierenden Spiegel lenkt. In dem ursprünglichen Konzept war darum vorgesehen das Gitter zu teilen und inmitten der Gitterflächen einen Spiegelstreifen einzubringen [18].

Weitgehend durchgesetzt hat sich heute das Design des Offner-Streckers. Ein solcher besteht aus einem konvexen und einem konkaven Hohlspiegel, deren Radien einen gemeinsamen Ursprung haben. Der konvexe Spiegel ist in der Brennebene des konkaven Spiegels positioniert. Er wirkt demnach wie der 180°-Spiegel in der Geometrie des gefalteten Martinez-Streckers. Die Krümmung dieses Spiegels gleicht zudem sphärische Aberrationen des Teleskops aus. Ein solcher Streckern zeichnet sich insbesondere dadurch aus, dass er bis zur vierten Ordnung der spektralen Phase aberrationsfrei ist und zeigt auch darüber hinaus geringere Aberrationen als andere Abbildungssysteme [14].

Die Gemeinsamkeiten eines Banks- Offner- und gefalteten Martinez-Streckers sind die Positionierung von Gittern im Nahfeld des Strahls, ein möglichst aberrationsfreies 1:1-Teleskop, sowie eine reflektierende Oberfläche in der Fourier-Ebene des Teleskops, also im Fernfeld des Strahls. Da alle Streckersysteme einen ähnlichen Einfluss auf die Anstiegsflanke eines Laserpulses haben, galt es diese Eigenschaften in der Modellierung eines Streckers zu erhalten und die Möglichkeit zu implementieren sowohl Einflüsse im Nah-, als auch im Fernfeld untersuchen zu können.

Zur Berechnung der Strahlausbreitung in optischen Systemen sind zwei Methoden möglich. Zum einen Strahlverfolgung (umgangssprachlich aus dem Englischen übernommen *ray-tracing*) und zum anderen Wellenpropagation. Wellenpropagation basiert auf der Lösung der Wellengleichung eines einfallenden elektromagnetischen Felds, welches iterativ in Raum und Zeit fortgesetzt wird. Insbesondere Interaktionen mit umgebenden Medien können so untersucht werden. Da bei jeder zeitlichen Iteration für jeden räumlichen Schritt gekoppelte Differentialgleichungen numerisch gelöst werden müssen, wird eine solche Berechnung schon für kleine Distanzen enorm rechenaufwändig. Für Simulationen, welche Propagationen mit einigen Millimetern übersteigen, ist dies unrentabel.

Im Fall der Strahlverfolgung werden Laserstrahlen als Vektoren und die Optiken als Ebenen dargestellt und der Schnittpunkt der Vektoren mit jeweils der nächsten Ebene berechnet. Hierbei handelt es sich um eine rein analytische Berechnung, bei welcher die Rechendauer unabhängig von der Strecke zwischen zwei Optiken ist. Allerdings ist diese Methode auf die Betrachtungsweise der geometrischen Optik beschränkt. Die Untersuchung von Effekten in der Nähe eines Fokus, also im Fernfeld, ist mit der Strahlverfolgung demnach nicht möglich. Wenn ein Strahlverfolgungsalgorithmus auch Elemente im Fernfeld beachten soll, ist eine zusätzliche Berechnung des Fernfelds nach Gaußscher Strahlenoptik notwendig. Am weitesten verbreitet für Strahlverfolgungsberechnungen sind die kommerziellen Produkte *Zemax* der gleichnamigen Firma Zemax LLC und *Optica*, ein Zusatzprogramm für Mathematica der Firma Wolfram Research. Neben den Kosten haben diese Produkte die Probleme, dass sich nicht auf beliebigen Oberflächen dedizierte Fehler simulieren lassen, eine häufig mangelhafte Unterstützung bei über den Standard hinausgehenden Fragen und sind intransparent, was das Auffinden und Beheben von Rechenfehlern erschwert. Aus diesem Grund wurde für die Untersuchung der Einflüsse von Oberflächenfehlern in einem Strecker eine neue Routine geschrieben, basierend auf *MATLAB* (Mathworks).

3.1 Beschreibung der Strahlverfolgungsroutine

Für die Modellierung eines Streckers kann ohne Beschränkung der Allgemeinheit eine der drei vorgestellten Geometrien als Grundlage gewählt werden. Zu Beginn dieser Arbeit wurde angenommen, dass die Ablenkung von Strahlen durch aberrationsfreie Linsen in einer Strahlverfolgungsroutine einfacher zu implementieren ist, als Reflexionen an gekrümmten Oberflächen. Darum basiert der in dieser Dissertation entwickelte und eingesetzte Algorithmus auf dem Prinzip eines Martinez-Streckers. Im Verlauf der Entwicklung der Strahlverfolgungsroutine stellte sich diese Annahme allerdings als nicht korrekt heraus. Um die Phase von Strahlen, welche eine Linse passiert haben, korrekt angeben zu können, muss der optische Weg der Strahlen im Medium der Linse bekannt sein. Darum müssen alle Strahlengänge durch die Linsen exakt berechnet werden. Dies hat zum einen zur Folge, dass pro Linse zwei gekrümmte Oberflächen berechnet werden müssen, bei reflektiven Optiken hingegen nur eine. Zum anderen muss für die korrekte optische Weglänge – und somit die korrekte Phase – der Strahlen die Wellenlängenabhängigkeit des Brechungsindex berücksichtigt werden. Dies führt aber zu chromatischen Aberrationen, welche explizit minimiert werden sollten, um den Einfluss solcher Aberrationen nicht mit dem der einzubringenden Störeffekte zu vermischen. Darum wurde der Strahlverfolgungsalgorithmus schlussendlich mit ausschließlich reflektiven Optiken entwickelt. Aus historischen Gründen blieb die modellierte Geometrie angelehnt an den Aufbau eines Martinez-Streckers.

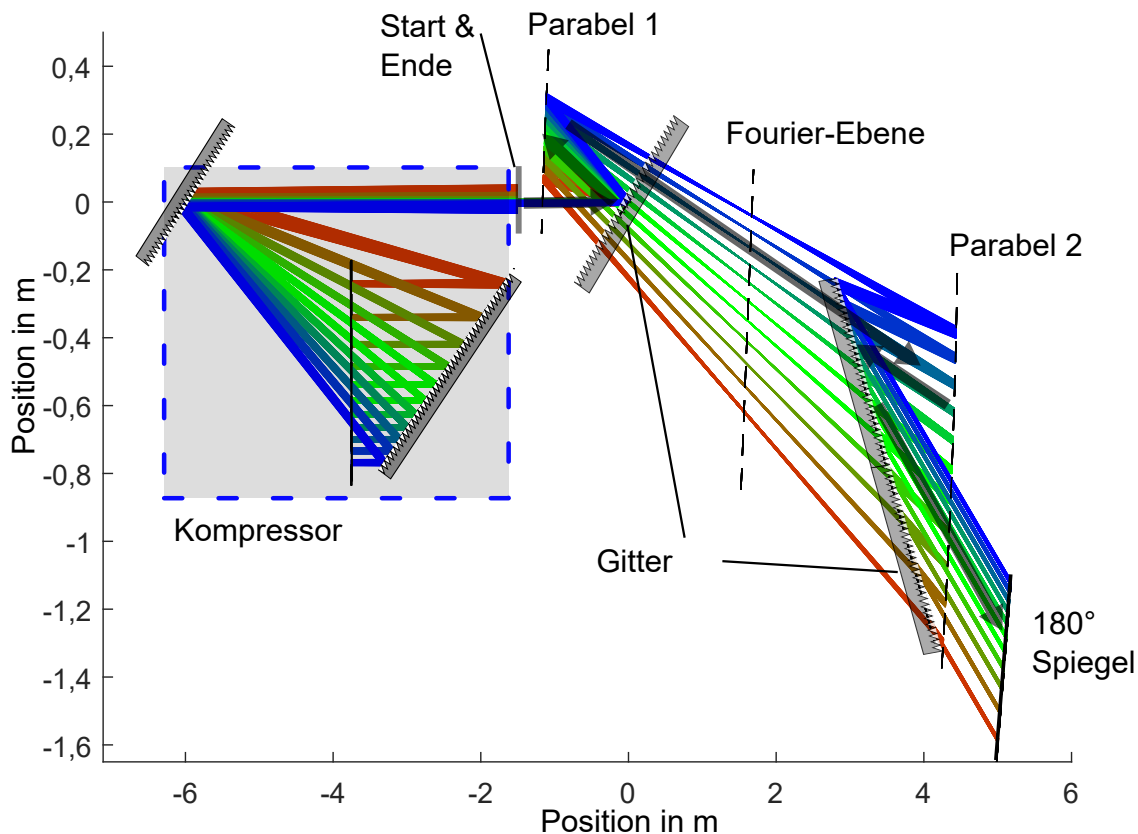


Abbildung 3.4: Zeichnung des in dem Strahlverfolgungsalgorithmus modellierten Strecker-Kompressor-Systems. Strecker und Kompressor werden im Doppelpass durchlaufen. Durch Pfeile ist der erste Durchgang des Streckers angedeutet. Alle Optiken werden als unendlich groß angenommen und interagieren nur mit den Strahlen, wenn dies der Reihenfolge der Optiken in einem realen Strecker entspricht.

Anstelle der Linsen wurde ein Teleskop aus reflektiven Parabeln simuliert. Neben der Vermeidung von Chromatismus, hat die Nutzung von Parabeln den Vorteil, dass diese, für eine Abbildung entlang der optischen Achse, auch mit weniger nicht wellenlängenabhängigen Aberrationen behaftet sind. Ein, im Experiment nicht umsetzbarer, Vorteil einer Berechnung ist, dass Strahlen eine angenommene Oberfläche von Optiken ungehindert passieren können und nur in einer gewünschten Abfolge, dem Strahlenverlauf entsprechend, tatsächlich mit dieser Oberfläche interagieren. Dies ermöglicht einen simulierten Aufbau, in welchem die Gitter auf der optischen Achse des Teleskops und zudem zwischen den beiden Parabeln positioniert sind. Das simulierte Modell ist in Abbildung 3.4 skizziert. Der Strecker wird im Doppelpass betrieben, was bedeutet, dass nach dem Durchlaufen des Streckers die Strahlen von einem senkrecht dazu stehenden Spiegel reflektiert werden. Es folgt ein weiterer Durchlauf in umgekehrter Richtung. Der Aspekt der Verstärker in einer CPA-Laserkette wurde in der Strahlverfolgungsroutine nicht beachtet, da deren Einfluss nicht Kern dieser Untersuchung war. In der Strahlverfolgungsroutine implementiert ist jedoch ein Kompressor, um die im Strecker eingeführte Dispersion auszugleichen. Darum ist nach der zweiten Passage durch den Strecker ein Gitter-Kompressor mit der effektiven Dispersionslänge des Streckers modelliert, welcher ebenfalls im Doppelpass durchlaufen wird.

In einem Martinez-Strecker befindet sich keine Optik im Fernfeld des Strahls. Um dennoch Fernfeld-Einflüsse untersuchen zu können, wurde eine zusätzliche Ebene in der Fourier-Ebene des Teleskops eingefügt, in welcher die Strahlen bei Bedarf beeinflusst werden können. Wie zuvor erwähnt, ist in dieser Ebene eine Betrachtung rein durch Strahlverfolgung – folglich geometrischer Optik – nicht korrekt. Stattdessen wurde lediglich das Zentrum eines jeden Strahls durch Strahlverfolgung berechnet und das Strahlprofil um dieses Zentrum herum durch die Fourier-Transformation des Nahfeld-Bildes des Strahls auf der zuvor passierten Parabel berechnet. Einflüsse der Oberfläche in der Fourier-Ebene können in Bezug auf das so berechnete Fernfeld des Strahls bestimmt werden.

Die räumliche Dispersion eines Gitters erzeugt eine Ebene von k-Vektoren unterschiedlicher Wellenlänge und ist von der dritten Raumdimension unabhängig. Da eine wellenlängenabhängige Modulation der Phase zu untersuchen ist und die spektrale Abhängigkeit ein zweidimensionales Problem darstellt, kann die Berechnung des Streckers in einem zweidimensionalen Raum erfolgen. Die hierfür genutzten Gleichungen der Vektoranalysis werden zunächst in Kürze vorgestellt. Der zu simulierende Laserstrahl wird in mehrere Strahlen aufgeteilt, welche in gleichem räumlichen Abstand y_Δ in der Ebene „Start & Ende“ ihren Ursprung haben und parallel zur x-Achse in positiver Richtung starten. Jedem Strahl wird ein Array zugeordnet, welches die für Folgeberechnungen nötigen Informationen trägt. Diese sind die Ursprungsposition des Strahls, dessen Frequenz, der ab der Startebene zurückgelegten Weg, die Intensität und die Propagationsrichtung des Strahls. Die Propagation eines Strahls wird durch die Gleichung

$$\begin{pmatrix} x \\ y \end{pmatrix} = \eta \begin{pmatrix} \cos(\chi) \\ \sin(\chi) \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} x_0 \\ y_0 \end{pmatrix} \quad (3.4)$$

beschrieben. Die Parameter x_0 und y_0 sind die Komponenten der Startposition des jeweiligen Strahls sowie χ der Winkel des Vektors zur x-Achse, $\eta \in \mathbb{R}$ ist der freie Parameter der Gleichung. Für alle Spiegel und Gitter wurden jeweils Ebenengleichungen nach der Hesse-Normalform

$$0 = \begin{pmatrix} \cos(\Gamma) \\ \sin(\Gamma) \end{pmatrix} \left[\begin{pmatrix} x \\ y \end{pmatrix} - \begin{pmatrix} x_E \\ y_E \end{pmatrix} \right] \quad (3.5)$$

mit dem Winkel zwischen Ebenennormalen und x-Achse Γ sowie den Stützpunktskoordinaten der Ebene x_E und y_E aufgestellt. Aus Kombination der Gleichungen 3.4 und 3.5 ergeben sich die Lösungen

$$\eta = \frac{\cos(\Gamma)(x_E - x_0) + \sin(\Gamma)(y_E - y_0)}{\sin(\Gamma)\sin(\chi) + \cos(\Gamma)\cos(\chi)}, \quad (3.6)$$

woraus sich die jeweiligen Schnittpunkte der Strahlen mit der nächsten Optik berechnen lassen. Der zurückgelegte optische Weg zwischen Startpunkt und Schnittpunkt der Optik wird nach Pythagoras berechnet und dieser Wert zu dem entsprechenden Eintrag in den Arrays der Strahlen addiert. Aus den Winkeln χ und Γ sowie dem Gesetz der Reflexion an einem Spiegel, beziehungsweise Gleichung 3.1 für die dispersive Reflexion an einem Gitter, wird zudem der neue Propagationswinkel des Strahls berechnet

und in dessen Array eingesetzt. Zur Berechnung der Schnittpunkte mit den Parabeln, wurde Gleichung 3.4 in die Parabelgleichung

$$y - y_s = \frac{1}{4}f \cdot (x - x_s)^2 \quad (3.7)$$

mit der Brennweite der Parabel f und den Koordinaten des Scheitelpunkts x_s, y_s eingesetzt. Hieraus ergibt sich eine quadratische Gleichung, mit der bekannten Lösung

$$\eta = \frac{-b \pm b\sqrt{1 - \frac{4ac}{b^2}}}{2a}. \quad (3.8)$$

Die zugehörigen Parameter sind:

$$a = \frac{1}{4f}(\cos(\Gamma) + \sin(\Gamma) \cdot \tan(\chi)) \quad (3.9)$$

$$b = \sin(\Gamma) - \cos(\Gamma) \cdot \tan(\chi) \quad (3.10)$$

$$c = y_s - y_0 + \tan(\chi)(x_0 - x_s). \quad (3.11)$$

Der Winkel Γ ist im Fall einer Parabel der Winkel ihrer optischen Achse zur x-Achse. Für Strahlen mit einer Wellenlänge nah der zentralen Wellenlänge gilt: $a \ll 1$. Allerdings ist b in der Größenordnung von eins. Beim Einsetzen in Gleichung 3.8 wird die Maschinengenauigkeit von 16 Stellen überschritten und es kommt im Zähler zu der Rundung $b \pm a = b$. Um diesen Rundungsfehler zu umgehen, wird für $a < 10^{-10}$ Gleichung 3.8 um $4ac/b^2 = 0$ in einer Taylorreihe entwickelt und nach dem zweiten Term abgebrochen. Dies führt zu den Lösungen

$$\eta_+ = -\frac{c}{b} \quad (3.12)$$

$$\eta_- = -\frac{b}{a} + \frac{c}{b}. \quad (3.13)$$

In der geschriebenen Routine werden alle Optiken als unendlich ausgedehnt angenommen, womit beide Gleichungen eine analytisch valide Lösung ergeben. Als korrekte Lösung wird diejenige identifiziert, welche, ausgehend von der Anfangskoordinate x_0 , auf der gleichen Seite liegt wie der Scheitelpunkt der Parabel x_s .

Diese Berechnungen werden für alle Wellenlängen des diskretisierten Spektrums wiederholt, wobei die spektrale Auflösung so gewählt ist, dass sie äquidistant in der Frequenz ist. Aus dem berechneten Spektrum wird der resultierende zeitliche Pulsverlauf mit dem Algorithmus einer FFT (aus dem Englischen *fast-Fourier-transform*) berechnet. Es ist das numerisch bedingte Problem einer FFT bekannt, dass eine scharfe Kante des Spektrums zu einer Erhöhung des Rauschhintergrunds in dem zeitlichen Pulsprofil führt. Um dies zu vermeiden, werden Strahlen in einem Wellenlängenbereich berechnet, welcher eine spektrale Bandbreite abdeckt, die dem Elffachen der Halbwertsbreite des Spektrums entspricht. Die nicht numerisch bedingten Parameter sind den Gegebenheiten am Lasersystem PHELIX angepasst. Hierbei handelt es sich jedoch nur um ein repräsentatives Beispiel, die dadurch erreichten Aussagen sind

Zentrale Wellenlänge	λ_0	1053 nm	Spektrale Halbwertsbreite	$\Delta\lambda$	5 nm
Effektive Dispersionslänge	D	2 m	Zeitliche Halbwertsbreite	Δt	355 fs
Brennweite	f	2,8 m	Räumliche Halbwertsbreite	Δy	2,5 mm
Einfallswinkel	α	72°	Strahlgröße Nahfeld	d_{NF}	8,1 mm
Gitterkonstante	g	1740 l/mm	Strahlgröße Fernfeld	d_{FF}	0,3 mm
Räumliche Auflösung	y_Δ	364 μm	Anzahl Frequenzen		10001
Akzeptanzwinkel	Θ	11 mrad	Berechnete Bandbreite		55 nm

Tabelle 3.1: Wenn nicht explizit genannt, sind dies die Standardparameter, welche in den Berechnungen der gezeigten Ergebnisse genutzt wurden. Die spektrale Halbwertsbreite ist für eine Gaußsche Verteilung definiert und die zeitliche Halbwertsbreite ist dessen Fourier-Limit. Genannte Nah- und Fernfeld Strahlgrößen sind aus der räumlichen Halbwertsbreite berechnet.

allgemeingültig und nicht auf das System der genutzten Parameter beschränkt. Die Standardparameter der Berechnung sind in Tabelle 3.1 zusammengefasst.

3.2 Modulation des Spektrums durch Oberflächenstörungen

Die Strahlverfolgungsroutine, welche im vorangehenden Abschnitt erklärt wurde, beschreibt bislang einen perfekten Strecker. In dem vorgestellten Algorithmus sind die Arrays, welche die zuvor genannten, wichtigen Parameter der verschiedenen berechneten Strahlen enthalten, beim Verlassen jeder der modellierten Oberflächen bekannt und während der Rechnung zugänglich. Dies ermöglicht es bei der Interaktion der Strahlen mit jeder beliebigen Optik – auch der angenommenen Ebene im Fernfeld des Teleskops – diese Parameter zu verändern und so gezielt Störungen einzufügen.

Grundsätzlich lassen sich mögliche Störungen in zwei Gruppen kategorisieren: Solche, die durch Absorption einen Einfluss auf die Intensität des auftreffenden Strahls haben und jene, welche die Phase oder die Richtung der Propagation eines Strahls beeinflussen. Ersteres wird im folgenden als Amplitudeneffekte, die zweite Gruppe als Phaseneffekte beschrieben. Als Ursache von Amplitudeneffekten werden in dieser Arbeit Staub oder Defekte auf Oberflächen implementiert. Phaseneffekte werden als Resultat der Struktur der Oberflächen angenommen. Die Raumfrequenz dieser Oberflächenbeschaffenheit beeinflusst dabei maßgeblich die Wirkung auf den Strahl. Makroskopische Unebenheiten in der Größenordnung des Stahldurchmessers führen zu einer Zerstreuung des Strahls. Grund dafür ist, dass Teile des Strahls auf Gebiete unterschiedlicher Krümmung treffen, diese auflösen können und jeweils unter einem anderen Winkel reflektiert werden. Unebenheiten sehr hoher Raumfrequenz können von den einfallenden Lichtwellen nicht aufgelöst werden und haben keinen Einfluss. Für den in dieser Betrachtung wichtigen Bereich mittlerer Raumfrequenzen wurde eine in der wissenschaftlichen Gesellschaft der Hochintensitätslaser etablierte Messung der Raumfrequenzdichte genutzt. Es handelt sich dabei um die 1995 veröffentlichte Verteilung der relativen Häufigkeit unterschiedlicher Raumfrequenzen auf den Verstärkerscheiben der National Ignition Facility (NIF) [78]. Die dort vermessene spektrale Leistungsdichte dient in den hier vorgestellten Untersuchungen als Berechnungsgrundlage der Phaseneffekte.

3.2.1 Amplitudeneffekte

Um die Häufigkeit von Amplitudenobjekten zu quantifizieren, wurden die Oberfläche von drei unterschiedlich lang genutzten Spiegeln unter einem Mikroskop untersucht und die Anzahl und Größe der vorhandenen Staubzentren vermessen. Staubzentren steht hier als Sammelbegriff aller Defekte, welche zu einem lokalen Einbruch der Reflektivität der Optik führen. Insbesondere sind dies Staub und Fehler oder Beschädigungen der Oberflächenbeschichtung. Die drei Spiegel sind von vergleichbarer Güte, es handelt sich dabei jeweils um Standardoptiken mit einem Durchmesser von einem Zoll. Einer der Spiegel war original verpackt und wurde unmittelbar vor der Vermessung aus dessen Verpackung entnommen. Der zweite Spiegel wurde zuvor für kurze Zeit in einem Testaufbau genutzt und zwischenzeitlich in der Verpackung einer Optik gelagert. Der dritte Spiegel befand sich über Monate im Einsatz in einem Laserverstärker, wurde vor längerer Zeit aus diesem ausgebaut und ohne staubdichte Verpackung in einem Schrank gelagert.

Für die Messung wurden von der Oberfläche jedes Spiegels 20 Bilder an unterschiedlichen Stellen aufgenommen, wobei auf dem kontaminierten (dem dritten) Spiegel mit dem bloßen Auge sichtbare Brandstellen vermieden wurden. Eine Aufnahme der Spiegel sowie die gemessene Flächendichte von Staubzentren verschiedener Größen sind in Abbildung 3.5 gezeigt.

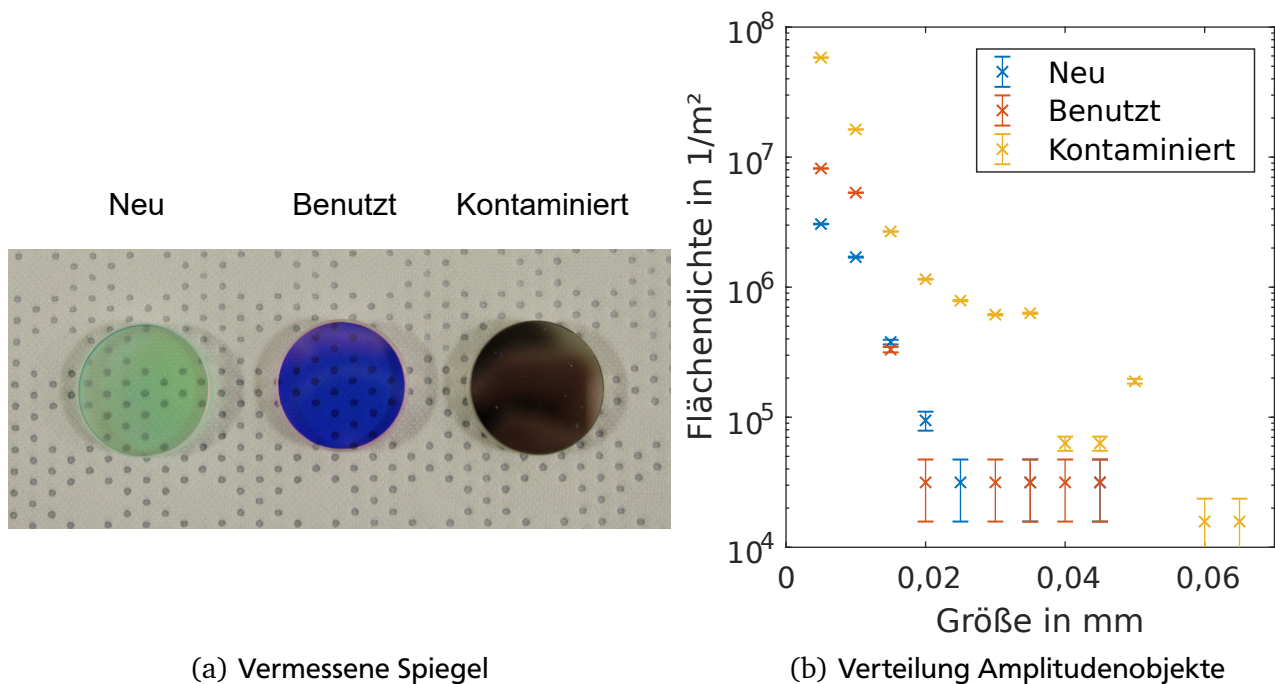


Abbildung 3.5: Charakterisierung der Verteilung von Amplitudenobjekten. a) Fotografie der vermessenen Spiegel von links nach rechts: Neu, benutzt, kontaminiert. Der neue und benutzte Spiegel sind optische Spiegel mit dielektrischer Beschichtung, der kontaminierte Spiegel ist ein Goldspiegel. b) Verteilung der Defekte auf den vermessenen Spiegeln.

Während der Messung, welche in einem Reinraum nach DIN EN ISO 14644-1 Klasse ISO 3 durchgeführt wurde, fiel auf, dass sich unmittelbar nach ablegen der Spiegel auf dem Messtisch Staubkörnchen auf deren Oberflächen anlagerten. In der Messung ist zu sehen, dass die Flächendichte der gemessenen

nen Oberflächendefekte auf dem neuen und benutzten Spiegel sehr ähnlich sind und deutlich unter der des schmutzigen Spiegels liegen. Auffällig ist, dass der benutzte Spiegel zwar mehr kleine Defekte, aber weniger größere Defekte aufweist, als der Neue. Zudem schien es, dass viele der Defekte Staubkörner waren, welche sich zwischen dem Substrat des Spiegels und der hochreflektiven Beschichtung befinden. Dies wirft die Frage auf, ob vergleichbare Optiken als Standard in einem Lasersystem verwendet werden können, oder auf solche zurückgegriffen werden muss, bei welchen im Herstellungsprozess noch mehr auf Sauberkeit geachtet wird.

Um den Einfluss solcher Oberflächendefekte zu untersuchen, wurde in der Strahlverfolgungsroutine die Möglichkeit implementiert, auf den Gittern des Streckers sowie in der Ebene zwischen den Parabeln des Teleskops, Staubzentren entsprechend der gemessenen Verteilungen aufzubringen. Diese Staubzentren wurden zu Beginn jeder Berechnung zufällig auf dem ausgeleuchteten Bereich der jeweiligen Optik verteilt und die Positionen der Staubzentren jeweils mit den Punkten verglichen, an welchen die Strahlen auf die Optik treffen. Die resultierende Absorption, welche ein Strahl erfährt, wurde angenommen als das Verhältnis der überschneidenden Flächen von Staubzentrum und Strahl zur Fläche des gesamten Strahls. Als Strahl beschrieben ist hierbei ein räumlicher Ausschnitt des gesamten simulierten Strahlprofils, entsprechend der räumlichen Auflösung y_Δ . Die Transmission des jeweiligen Strahls $T(\lambda, y)$ ist die Differenz von Eins und der Absorption. Die Transmissionen werden für alle Streuzentren berechnet und miteinander multipliziert.

$$T(\lambda, y) = \prod_{\text{Staubzentrum}} \left(1 - \frac{A_{\text{Staub}} \cap A_{\text{Strahl}}}{A_{\text{Strahl}}} \right). \quad (3.14)$$

Um die resultierende Transmission für eine Wellenlänge zu erhalten, werden die Transmissionen der verschiedenen Teilstrahlen, gewichtet mit der relativen Intensität an der Startpunktskoordinate y , über die räumliche Halbwertsbreite des Strahls Δy gemittelt.

$$T(\lambda) = \frac{1}{\Delta y} \int I(\lambda, y) T(\lambda, y) dy. \quad (3.15)$$

In einer numerischen Berechnung wird dieses Integral durch eine Summe über die simulierten Ursprungsorte angenähert. Bei dieser Betrachtung wird nicht beachtet, wenn die gleiche Fläche von mehreren Staubzentren bedeckt wird. Im Fernfeld wurde das räumliche Intensitätsprofil $I(\lambda, y)$ aus dem Nahfeld-Strahlprofil berechnet. Nach einer räumlichen Diskretisierung des Strahlprofils, wurde die Transmission mit der vorgestellten Berechnung durchgeführt. Der Einfluss der so berechneten Staubzentren auf die spektrale Intensität ist in Abbildung 3.6 gezeigt. Dabei wurden Kontaminationen beider Gitter des Streckers oder Streuzentren in der Fourier-Ebene des Teleskops angenommen.

Es ist zu sehen, dass die Absorption durch Effekte im Nahfeld um drei Größenordnungen geringer ist, als durch Effekte im Fernfeld und zudem Effekte im Fernfeld eine Modulation deutlich höherer Frequenz verursacht. Dies ist zum einen Resultat davon, dass die Strahlen im Nahfeld größer sind, wodurch sich ein größerer Überlapp der Strahlen unterschiedlicher Wellenlängen ergibt. Da über die Fläche des Strahls gemittelt wird ist anzunehmen, dass sich die mittlere Absorption antiproportional zur Fläche des Strahls verhält. Verglichen mit dem Verhältnis der Strahlflächen in Nah- und Fernfeld von rund

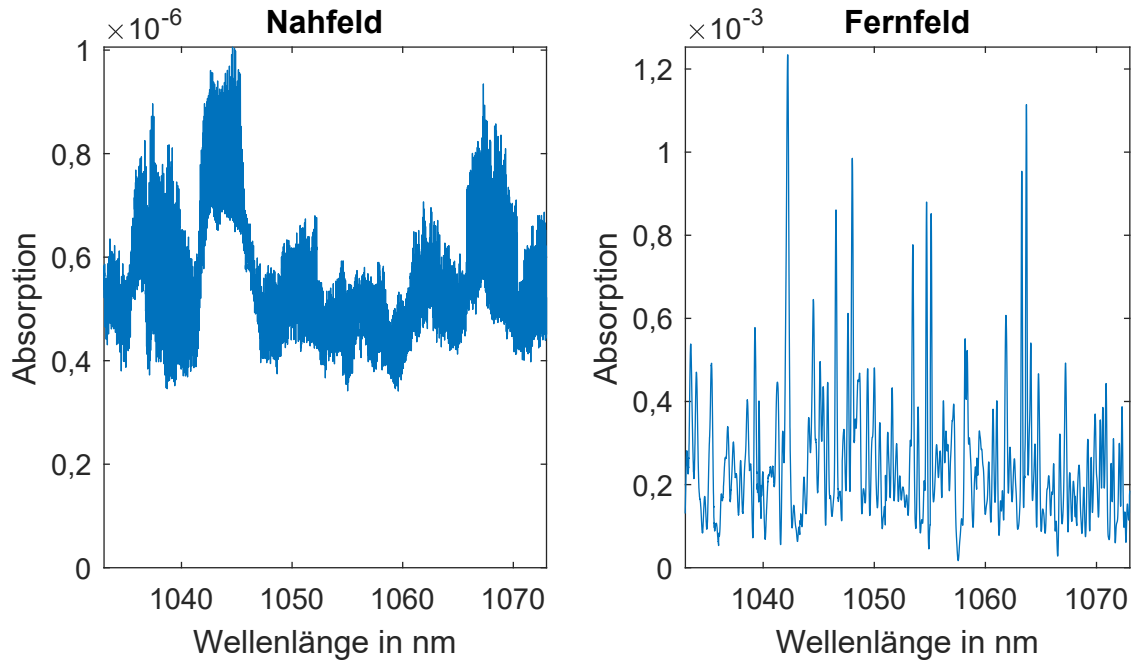


Abbildung 3.6: Aufgetragen sind die berechneten Absorptionen durch Staubzentren im Nahfeld (links) und im Fernfeld (rechts) für die Verteilung des neuen Spiegels und eine Nahfeld Strahlgröße von 2,5 mm.

zwei Größenordnungen, wirkt die Absorption durch Effekte im Nahfeld zu stark. Die abschließende Beurteilung, ob dies eine ausschlaggebende Unsicherheit des vorgestellten Algorithmus darstellt, wird im Verlauf dieses Abschnitts während der Diskussion der Einflüsse auf das zeitliche Pulsprofil getroffen.

3.2.2 Phaseneffekte

Um den Einfluss der Oberflächenstruktur in die Strahlverfolgungsroutine zu implementieren, ist es notwendig eine ortsabhängige Phase und Verkippung der Oberfläche zu bestimmen. Die Struktur der Oberflächen, ausgedrückt durch den Höhenversatz in Abhängigkeit des Orts auf der Optik $H(r)$, wird beschrieben als Fourier-Reihe von periodischen Sinusfunktionen unterschiedlicher Raumfrequenzen. Berechnen lässt sich dies durch

$$H(r) = \sum_j A(k_j) \cdot \sin(2\pi k_j r + \epsilon(k_j)), \quad (3.16)$$

wobei j als Laufindex über die verschiedenen, äquidistanten Raumfrequenzen k dient, $A(k)$ die Fourier-Komponente der Reihe für die jeweilige Raumfrequenz darstellt und der Wert $0 \leq \epsilon(k) < 2\pi$ einen zufälligen Phasenversatz zwischen den Sinusfunktionen generiert. Die Fourier-Komponenten lassen sich nach [78]

$$A(k) = \sqrt{k_\Delta \cdot \text{PSD}(k)}, \quad (3.17)$$

aus der spektralen Leistungsdichte (PSD) (aus dem Englischen *power spectral density*) und dem Abstand der Raumfrequenzen k_Δ berechnen. Für die folgenden Berechnungen wurde die gemessene spektrale

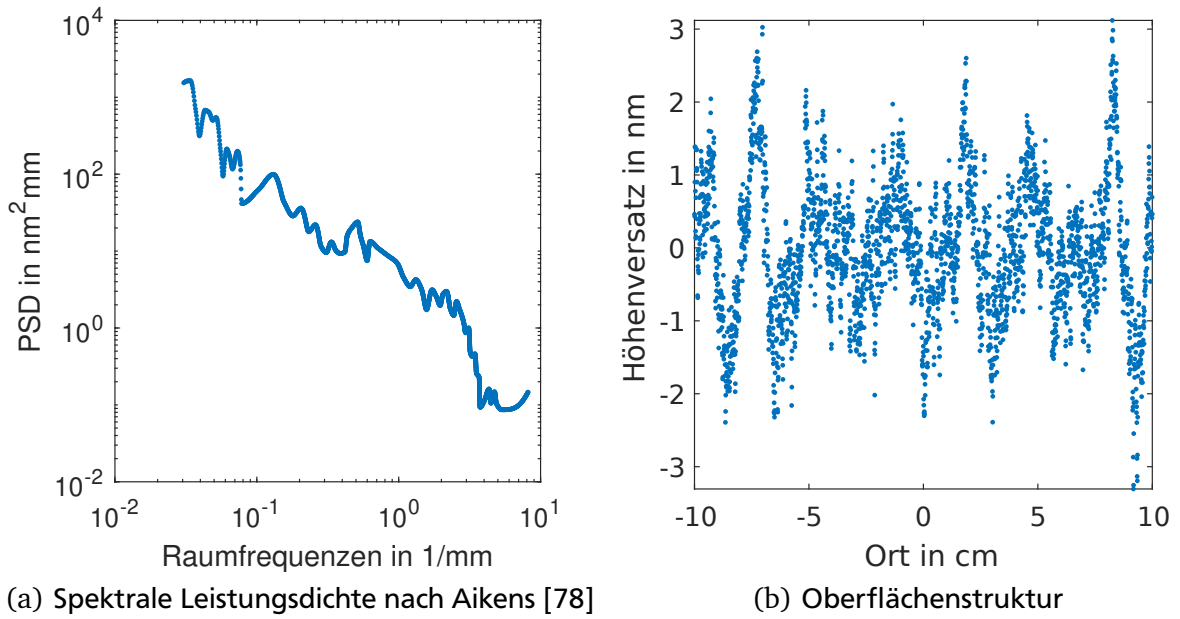


Abbildung 3.7: Abgebildet sind links die Daten der gemessenen spektralen Leistungsdichte (PSD) (aus dem Englischen *power spectral density*) und rechts die auf Basis dieser Daten simulierte Fluktuation einer Oberfläche.

Leistungsdichte von Verstärkeroptiken des Lasersystems NIF [78] genutzt. Wie zuvor erwähnt, ist diese Referenz als Annahme der Nutzung der besten erreichbaren Qualität von Optiken anzusehen. Diese verwendeten Daten und die resultierende Struktur einer simulierten Oberfläche sind in Abbildung 3.7 gezeigt.

Die so berechnete ortsabhängige Oberflächenstruktur wurde in der Strahlverfolgungsroutine – analog zu den Amplitudeneffekten – auf den Oberflächen der Gitter des Streckers sowie in der Fourier-Ebene des Strecker-Teleskops implementiert. Diese Oberflächenstrukturmodulationen beeinflussen einen reflektierten Strahl auf zwei Arten. Zum Ersten wird die Phase des Strahls um den Wert der Oberflächenphase variiert, was in vergangenen Untersuchungen betrachtet wurde [25, 79]. Zum Zweiten kann eine solche Oberflächen deformation eine Änderung des Reflexionswinkels mit sich bringen, was in dieser Dissertation zum ersten mal untersucht wird.

Die ortsabhängige Phase wird durch den Unterschied der optischen Weglänge angenommen, welche durch Reflexion einer um H versetzten, parallelen Oberfläche entsteht. Damit berechnet sich die Phase als das Verhältnis der Struktur der Oberfläche zur Wellenlänge an dem jeweiligen Ort und dem Ein- und Ausfallswinkel (χ_e und χ_a , vgl. Abb. 3.8) der jeweiligen Strahlen bei Reflexion an dieser Oberfläche

$$\Phi(r, \lambda) = \frac{H(r) \cdot 2\pi}{\lambda} (\sin(\chi_e) + \sin(\chi_a)). \quad (3.18)$$

In dem hier entwickelten Algorithmus wird angenommen, dass es sich bei dem Einfluss der Oberflächenphase um kohärente Einflüsse auf den Strahl handelt, ähnlich der Beugung eines Gitters. In der Strahlverfolgungsroutine wird darum auf den getroffenen Oberflächen die ortsabhängige Oberflächenphase

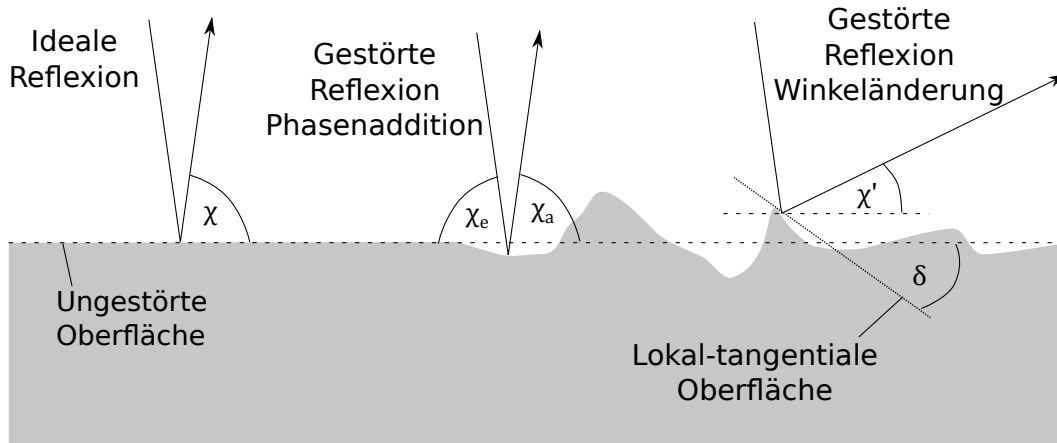


Abbildung 3.8: Einfluss der Oberflächenstrukturdeformation auf die Reflexion eines Strahls. Links: ideale Reflexion für den Fall einer ebenen Oberfläche. Rechts: Die beiden Phaseneffekte der Reflexion an einer deformierten Oberfläche.

$\Phi(r, \lambda)$, gewichtet nach der Intensität, über den ausgeleuchteten Bereich aller Strahlen einer Wellenlänge gemittelt. Der resultierende Phasenfehler

$$\delta\Phi(\lambda) = \frac{\langle \Phi(r, \lambda) \cdot I(r) \rangle}{\langle I(r) \rangle} \quad (3.19)$$

wird zur optischen Weglänge aller Strahlen der entsprechenden Wellenlänge addiert.

In dem hier vorgestellten Algorithmus wird des Weiteren auch die Änderung des Winkels beachtet, unter dem der einfallende Strahl reflektiert wird. Dies ist schematisch in Abbildung 3.8 dargestellt. Wird ein Strahl an einer Teiloberfläche reflektiert, welche lokal um den Winkel δ zur idealen Oberfläche verkippt ist, ist der Propagationswinkel des Strahls χ' um das doppelte des Verkippfungswinkels, relativ zum Ausgangswinkel nach idealer Reflexion χ , geändert

$$\chi'(\lambda) = \chi(\lambda) + 2\delta. \quad (3.20)$$

Der Verkippfungswinkel berechnet sich analytisch aus der lokalen Steigung der Oberflächenstruktur:

$$\tan(\delta(r)) = \left(\frac{dH(r)}{dr} \right). \quad (3.21)$$

Dieser Winkel wird, analog zur Phase, mit der Intensität gewichtet, über die räumliche Ausdehnung des Strahls gemittelt in Gleichung 3.20 angewendet. Die Änderung der Propagationsrichtung eines Strahl ändert den Pfad, welchen ein Strahl durch das System nimmt und somit dessen optischen Weg und Phase.

Allerdings können solche Richtungsänderungen in einem Lasersystem auch die Amplitude eines Strahls beeinflussen, da stark abgelenkte Strahlen in Raumfrequenzfiltern abgeschnitten werden. Neben dedizierten Raumfrequenzfiltern tritt dieser Effekt zum Beispiel auch in Kavitäten auf, in welche ein

gestörter Strahl eingekoppelt wird. Um dies in der Strahlverfolgungsroutine zu beachten, erfahren alle Strahlen nach dem Passieren des Systems eine winkelabhängige Abschwächung $A(\lambda, y)$

$$A(\lambda, y) = \left| \frac{\chi(\lambda, y)}{\Theta} \right| \quad (3.22)$$

mit dem wählbaren Akzeptanzwinkel Θ . Durch die Kombination der hier vorgestellten Effekte ist erstmals ein Algorithmus vorhanden, welcher durch Oberflächenfehler entstehendes Rauschen der spektralen Phase und Amplitude in seiner Gänze abbilden kann.

Die Veränderung der spektralen Phase durch die beiden genannten Wirkungen (Addition der Oberflächenphase und Änderung des Propagationswinkels) kann mit dem konzipierten Algorithmus untersucht werden. In hierfür durchgeführten Rechnungen wurde die Unterscheidung gemacht, ob diese Effekte nur auf den Gittern im Nahfeld des Strahls oder nur im Fernfeld des Teleskops eingebracht wurden und um welche der beiden Wirkungen es sich handelt. In Abbildung 3.9 sind Ergebnisse dieser Berechnungen aufgetragen. Die Grafiken zeigen die spektrale Phase, welche dem Spektrum eines Pulses aufgeprägt wird, der den simulierten Strecker und Kompressor doppelt durchlaufen hat (schwarze Linien). Zu sehen ist die erwartete Abhängigkeit vierter Potenz, zentriert um die zentrale Wellenlänge, welche von Aberrationen des Teleskops in der Martinez-Anordnung hervorgerufen werden. Diese berechnete spektrale Phase wird in nachfolgenden Betrachtungen als Referenz bezeichnet. In der Abbildung sind für die untersuchten Oberflächeneinflüsse die Abweichung der spektralen Phase zur Referenz aufgetragen. Im linken für das Einbringen dieser Oberflächenunebenheiten in der Ebene im Fernfeld des Strahls, im Grafen für diese Einflüsse auf den Gittern des Streckers. In beiden Graphen ist zu erkennen, dass der Einfluss der beiden Effekte auf die spektrale Phase unterschiedlich stark ausgeprägt ist. So übersteigt die Amplitude der direkten Addition der Oberflächenphase die durch Winkeländerungen hervorgerufene Änderung der spektralen Phase um einen Faktor 3,5.

Aus Abbildung 3.9 wird deutlich, dass im Nahfeld auftretende Winkeländerungen eine lineare spektrale Phase verursachen. Im zeitlichen Verlauf des Laserpulses sorgt eine solche für einen relativen zeitlichen Versatz des Pulses, hat jedoch keinen Einfluss auf dessen Profil. Die lineare Phase kann demnach vernachlässigt werden. Um die Modulation der spektralen Phase sichtbar zu machen, wird diese von der linearen Komponente bereinigt. Hierfür wird eine Geradengleichung an den Verlauf der Phase an der Stelle der zentralen Wellenlänge angepasst und diese Funktion von den simulierten Werten abgezogen. Die so verbleibende spektrale Phase der quadratischen und höheren Ordnungen lässt sich für die beiden Orte, in welchen die Störungen eingebracht werden, miteinander vergleichen. Die direkte Gegenüberstellung dessen ist in Abbildung 3.10 aufgetragen, wobei jeweils die Differenz der Phase zum Verlauf der Referenz gezeigt ist.

Es sind zwei unterschiedliche Phänomene zu beobachten, je nach Art des eingebrachten Effekts und ob die Ursache der Modulation der spektralen Phase im Nahfeld oder Fernfeld liegt. So ist die Frequenz der Modulationen durch Nahfeldeffekte geringer als jene durch Fernfeldeffekte. Um dies zu quantifizieren, wurde in den Randbereichen die Positionen jeweils zweier lokaler Extremwerte der jeweiligen Nahfeld- und Fernfeld-Kurven betrachtet. Es ergibt sich, dass die Modulationsfrequenz durch Fernfeldeffekte um den Faktor $5,7 \pm 1,4$ größer ist, als durch Nahfeldeffekte. Wie auch im Fall der Amplitudeneffekte, ist dies auf die Mittelung über unterschiedlich große Flächen und verschieden starken

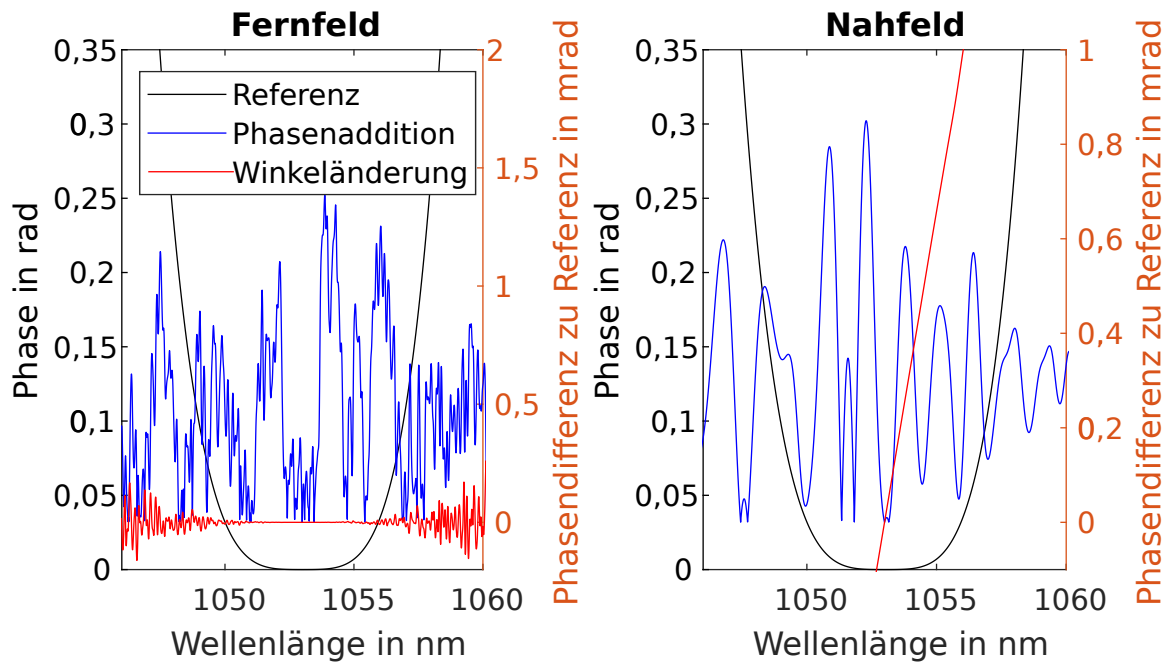


Abbildung 3.9: Schwarz dargestellt ist die spektrale Phase des ungestörten Systems. Korrespondierend zur rechten y-Achse in blau und rot aufgetragen sind jeweils die Abweichungen dazu, welche durch die unterschiedlichen Effekte von Oberflächenrauigkeit hervorgerufen werden. Links: durch Effekte in der Fourier-Ebene des Streckers. Rechts: durch Effekte auf den Gittern. Die gezeigte Legende gilt für beide Graphen.

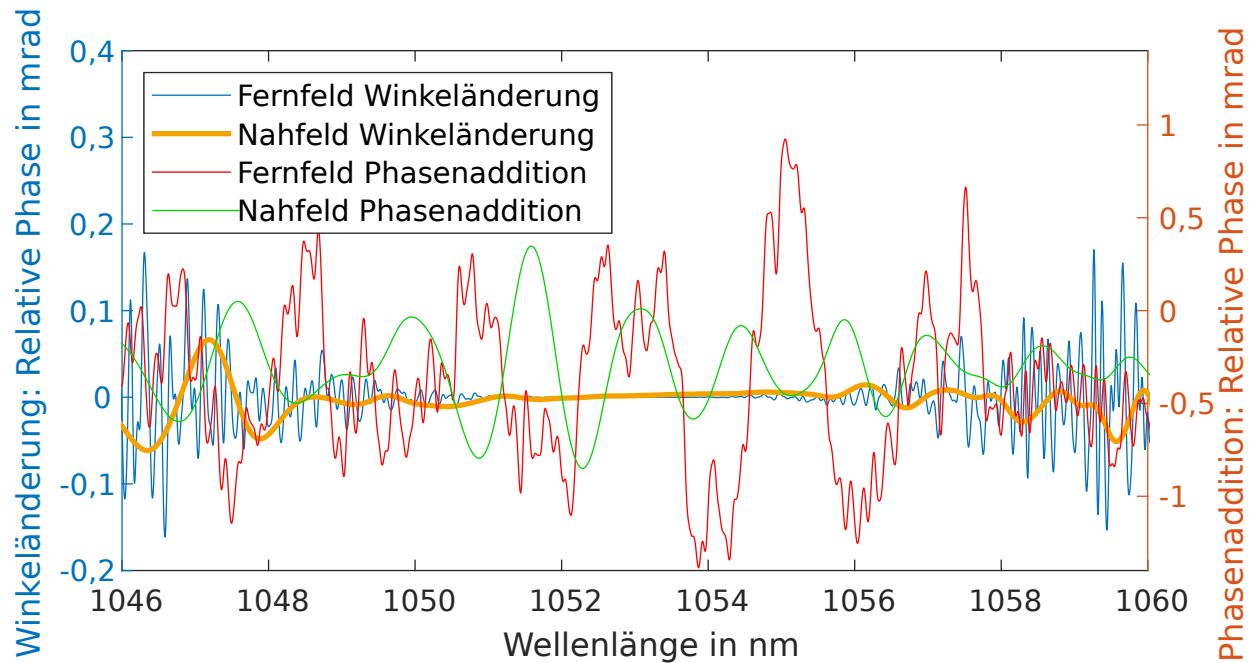


Abbildung 3.10: Dargestellt sind die berechneten Modulationen der spektralen Phase durch den Einfluss von Winkeländerungen aufgrund von Oberflächenstrukturfehlern, welche im Fernfeld (blaue Kurve) oder im Nahfeld (gelbe Kurve) eingebracht wurden, sowie die Modulation durch Addition der Oberflächenphase im Nahfeld (grüne Kurve) und Fernfeld (rote Kurve). Die Skalierung der Phasenadditionseffekte entsprechen der rechten y-Achse, die der Winkeländerungen der linken y-Achse.

Überlapp der Strahlen unterschiedlicher Frequenzen in Nah- und Fernfeld zurückzuführen. Des Weiteren ist in Abbildung 3.10 auffällig, dass die Amplitude der durch Änderungen des Propagationswinkels hervorgerufenen Modulationen der spektralen Phase frequenzabhängig ist. An der zentralen Wellenlänge weist die spektrale Phase keine Abweichung zu der Referenz auf, während in den Randbereichen des gezeigten spektralen Ausschnitts die Amplitude der Phasenänderung durch Winkeländerungen im Fernfeld nur noch eine Größenordnung unter der durch direkte Phasenaddition liegt. Im Bereich der Halbwertsbreite um die zentrale Wellenlänge dominiert die direkte Phasenaddition im Fernfeld alle anderen Effekte um bis zu einen Faktor vier.

Die Beobachtung der Wellenlängenabhängigkeit von Phasenmodulationen durch Winkeländerungen war in der wissenschaftlichen Gesellschaft bislang nicht bekannt. Hervorgerufen wird der beschriebene Effekt dadurch, dass die Aberrationen der Parabeln mit der räumlichen chromatischen Aufspaltung des Strahls zusammenwirken, was in Kombination wellenlängenabhängige Aberrationen erzeugt. Diese wiederum führen zu Veränderungen des in dem System zurückgelegten optischen Wegs. In der Fourier-Ebene ist die chromatische Aufspaltung dadurch bedingt, dass die Strahlen unterschiedlicher Wellenlänge mit unterschiedlichen Propagationswinkeln auf die erste Parabel des Streckers treffen. Die Parabel fokussiert die Strahlen gleichen Einfallswinkels auf Punkte in der Fourier-Ebene. Der Abstand dieses Punktes zum Brennpunkt ist abhängig vom Winkel zwischen Einfallsrichtung und optischer Achse der Parabel. Strahlen der zentralen Wellenlänge propagieren auf der optischen Achse der Parabel und werden somit in dessen Brennpunkt fokussiert. Die Abbildung durch die zweite Parabel führt zu den maßgeblichen Aberrationen. Eine Parabel bildet lediglich ihren Brennpunkt perfekt ins unendliche ab. Wieder gilt, dass zwischen Objekt und Bild jeder mögliche Strahlengang den gleichen optischen Weg zurücklegt. Strahlen der zentralen Wellenlänge, welche eine Veränderungen der Propagationsrichtung im Brennpunkt der Parabel erfahren, sind demnach gefeit vor Änderungen des optischen Wegs. Die Abbildung aller anderen Punkte in der Fourier-Ebene ist jedoch von Abberationen betroffen.

Im Nahfeld sind die verschiedenen Wellenlängenanteile des Strahls auf dem zweiten Gitter räumlich getrennt. Der Ort der zentralen Wellenlänge liegt dabei auf der optischen Achse der Parabeln. Aus der für das Fernfeld getroffenen Erörterung folgt, dass ein Teleskop nur Objekte auf der optischen Achse aberrationsfrei abbildet, alle anderen Abbildungen sind von Aberrationen betroffen. Der Einfluss der Abbildungsfehler wächst mit dem Abstand des abzubildenden Punktes zur optischen Achse, was im Fall ohne Störungen zu der beschriebenen spektralen Phase vierter und höherer Ordnungen führt. Bei Strahlen, welche eine Störung in einem Punkt abseits der optischen Achse erfahren, wird diese Störung von den Aberrationen betroffen und die Abweichung vom ungestörten Weg entsprechend verstärkt. Daraus folgt, dass die einhüllende Amplitude der resultierenden Phasenänderung von dem gleichen Polynom beschrieben werden kann, welches auch die spektrale Phase des ungestörten Systems beschreibt.

Aus den simulierten Spektren, wurden die resultierenden zeitlichen Pulsverläufe berechnet. Diese sind in Abbildung 3.11 dargestellt. Die Pulsform des schwarzen Graphen, welcher dem Referenzspektrum entspricht, ist leicht asymmetrisch und zeigt bereits Abweichungen von dem idealen Gaußschen Pulsprofil. Bedingt ist dies durch die Aberrationen des Streckers, weitere Störeffekte wurden nicht eingefügt. Dem Puls voran geht ein Intensitätsplateau mit einer relativen Intensität von 10^{-20} . Dieses ist numerisch bedingtes Rauschen durch den FFT-Algorithmus und resultiert aus der begrenzten spektrale Auflösung. Bei einer zeitlichen Position von circa -25 ps ist eine lokale Erhöhung der Intensität zu erken-

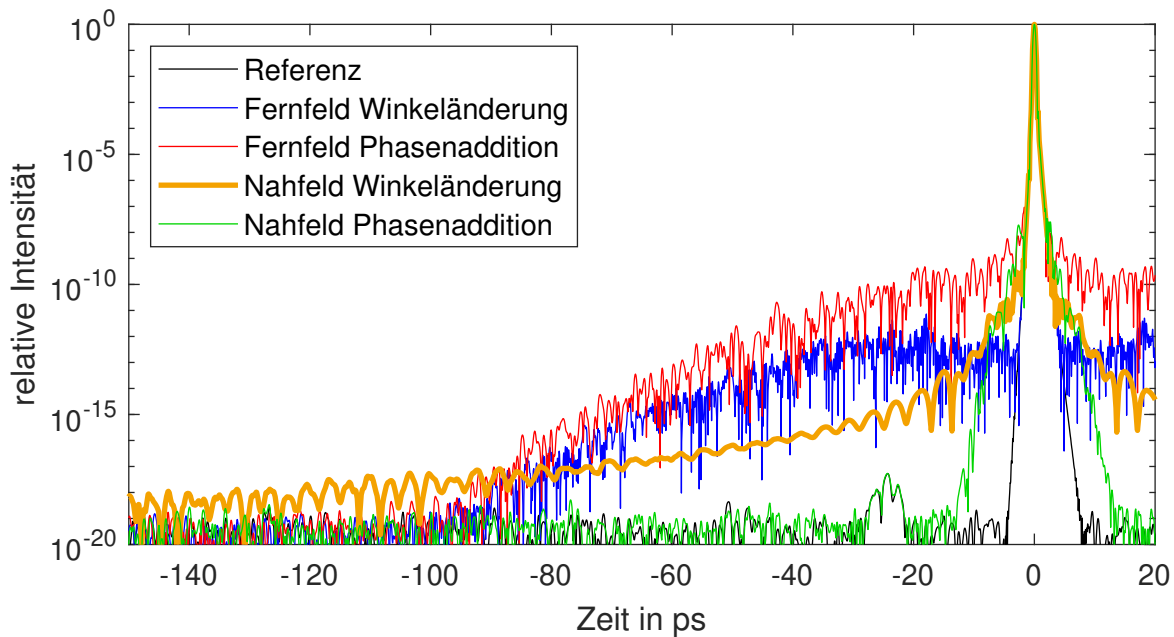


Abbildung 3.11: Gegenübergestellt sind die resultierenden Intensitätsverläufe der simulierten Spektren mit den in Abbildung 3.10 gezeigten Modulationen.

nen und eine ähnliche Struktur bei dem doppelten zeitlichen Abstand von -50 ps zu erahnen. Identische Muster treten in dem berechneten Verlauf der Phasenaddition im Nahfeld (grün) auf. Dies wird als numerisches Artefakt der Rechnung gedeutet, dem eine nicht näher bekannte Periodizität des Algorithmus zu Grunde liegt. Es ist zu sehen, dass für Effekte des Fernfelds die direkte Phasenaddition dominiert (rote Kurve), im Nahfeld hingegen der Einfluss durch Änderungen des Propagationswinkels (gelbe Spur) von größerer Bedeutung ist. Ursache hierfür ist, dass im Nahfeld eingebrachte Richtungsänderungen durch Raumfrequenzfilter zu größeren Amplitudenmodulationen führen.

Im Folgenden werden die Effekte der Oberflächenstrukturdeformation, Phasenaddition und Propagationswinkeländerung kombiniert betrachtet. In Abbildung 3.12 sind die so gestörten Pulsverläufe vergleichend mit Störungen der Amplituden aufgetragen, wobei weiterhin unterschieden wurde, ob diese Störungen im Nah- oder Fernfeld eingebracht werden.

Im zeitlichen Bereich von fünf Halbwertsbreiten um die maximale Intensität ist durch keine der eingebrachten Störungen eine Veränderung des Pulses zu erkennen. Das berechnete Pulsprofil durch im Nahfeld eingebrachte Amplitudenobjekte weicht in dessen Verlauf nicht von der Referenz ab und bildet lediglich ein erhöhtes Basisrauschniveau. Im Abstand von jeweils 50 ps zeigt diese Kurve zeitlich weit ausgedehnte lokale Intensitätsmaxima, auf deren Validität im Zuge einer Parameterstudie im Verlauf dieses Abschnitts eingegangen wird. Amplitudenobjekte, welche im Fernfeld eingebracht werden, zeigen eine um vier Größenordnungen ausgeprägtere Erhöhung des Rauschniveaus. Auch diese Kurve zeigt eine ausgedehnte Intensitätserhöhung, jedoch im Bereich der maximalen Intensität. Diese wird, zusammen mit den Effekten der Amplitudenobjekte im Nahfeld, bei einer folgenden Parametervariation diskutiert.

Ein deutlicher Unterschied des zeitlichen Verhaltens ergibt sich für Pulse mit eingebrachten Störungen der Oberflächenstruktur. Im Nahfeld führen diese zu einem Pulsverlauf, welcher bei einem Zeitpunkt von -1,4 ps (4,2 Halbwertsbreiten vor dem Maximum) von dem Referenzpuls abweicht und zu früheren

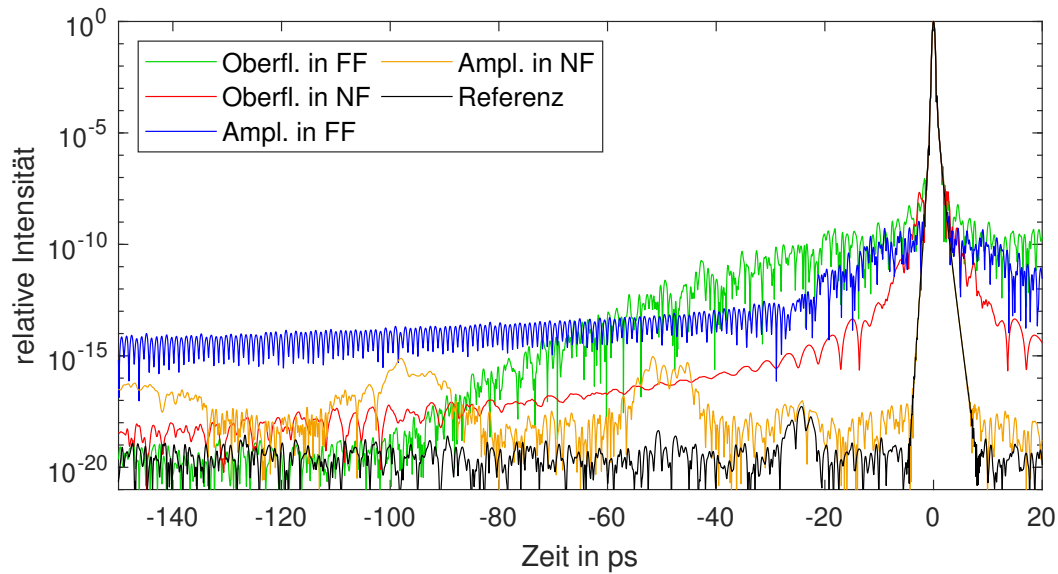


Abbildung 3.12: Simulierte Pulsverläufe nach Passage des Strecker-Kompressor Systems für verschiedene Störeinflüsse. Schwarz: keine zusätzlichen Störeinflüsse. Grün: Störungen der Oberflächenstruktur im Fernfeld (FF). Rot: Störungen der Oberflächenstruktur im Nahfeld (NF). Blau: Defekte und Staub im FF. Gelb: Defekte und Staub im NF.

Zeiten hin steil abfällt. Ab einem Zeitpunkt von -8,4 ps flacht der Abfall dieser Kurve stetig ab, bis sie bei -80 ps in das numerische Rauschniveau übergeht. In der Abbildung ist zu sehen, dass diese (rote) Kurve von weniger numerischem Rauschen betroffen ist. Dieses Merkmal wird im Verlauf genutzt, um ein Dominieren des entsprechenden Einflusses zu identifizieren. Identische Störungen, welche im Fernfeld auftreten, haben ab geringfügig näher am dem Hauptmaximum gelegenen Zeiten (-1,3 ps) einen Einfluss auf den zeitlichen Kontrast. Verglichen zur Kontrastverschlechterung durch Nahfeldefekte, ist die relative Intensität zu diesem Zeitpunkt um eine Größenordnung höher. Jedoch nimmt die zeitliche Flanke des im Fernfeld gestörten Pulses einen flacheren Verlauf und benötigt 100 ps, bis die Intensität nicht mehr vom numerischen Rauschen zu unterscheiden ist. Dieses unterschiedliche Verhalten lässt sich durch die zuvor beschriebenen berechneten spektralen Phasen erklären (vgl. Abbildung 3.10). In Abschnitt 2.5.2 wurde beschrieben, dass Modulationen der spektrale Phasen höherer Frequenz den Intensitätsverlauf des Pulses auf zeitlich entfernten Bereichen beeinflusst und Fernfeld-Effekte hochfrequenzere Modulationen aufwiesen. Des Weiteren zeigten die berechneten spektralen Phasenmodulationen größere Amplituden durch Fernfeld-Störungen, was zu der deutlicheren Kontrastverschlechterung führt.

Insgesamt ist festzustellen, dass die Form des Intensitätsverlaufs der Anstiegsflanke von den zu Grunde liegenden Störungen abhängt. Eine konvexe (linksgekrümmte) Kurve ist bedingt durch Winkeländerungen im Nahfeld und Modulationen durch Amplitudeneffekte. Das ähnliche Verhalten dieser Effekte ist dadurch zu erklären, dass durch den angenommenen Raumfrequenzfilter auch Nahfeld-Winkeländerungen deutliche Intensitätsmodulationen erzeugen. Spektren, welche dominierend von Phasenmodulationen betroffen sind, weisen hingegen einen konkaven zeitlichen Pulsverlauf auf. Dies kann im Experiment genutzt werden, um explizit für das vermessene System einen ersten Anhaltspunkt des dominierenden Einflusses auf die Anstiegsflanke zu erhalten.

3.3 Parameterstudie der Kontrastverschlechterung durch berechnete Störungseffekte

Mit den bisher genutzten Simulationsparametern zeigen die berechneten Pulsverläufe für sämtliche Störungseffekte Kontrastverschlechterungen, welche für Experimente kaum ins Gewicht fallen. Bei den verwendeten Parametern handelt es sich jedoch um Abschätzungen der bestmöglichen Qualität von Optiken. Die folgenden Parameteruntersuchungen sind daher quantitativ nicht repräsentativ für reale Lasersysteme, die daraus folgenden phänomenologische Aussagen sind jedoch allgemeingültig. Zunächst wurde eine Variation der simulierten Strahlgröße durchgeführt, was unter anderem auch der Validierung der simulierten Amplitudeneffekte dient. Es ist anzumerken, dass die Eingangsstrahlgröße nicht dem Bereich entspricht, in dem auf den fehlerbeaufschlagten Optiken Wechselwirkungen stattfinden. Auf den Gittern und der Fourier-Ebene wird durch den Strahl eine Ellipse ausgeleuchtet, entsprechend der Verkipfung des Gitters zum Eingangsstrahl. Als Strahlgröße wird im Folgenden der Durchmesser der Ellipse in der Zeichen- und Dispersionsebene bezeichnet. Im Nahfeld ist dies das Doppelte der langen Halbachse und entsprechend im Fernfeld der kurzen Halbachse. Die Strahlgröße in der Fourier-Ebene d_{FE} berechnet sich nach

$$d_{FE} = \frac{f \lambda_0}{\Delta y \pi} \quad (3.23)$$

aus der Eingangsstrahlgröße Δy und der Brennweite der Parabeln f . Wie die Größen der Strahlen auf den Gittern und in der Fourier-Ebene mit den Eingangsstrahlgrößen zusammenhängen, ist zur bessern Übersicht in Abbildung 3.13 aufgetragen.

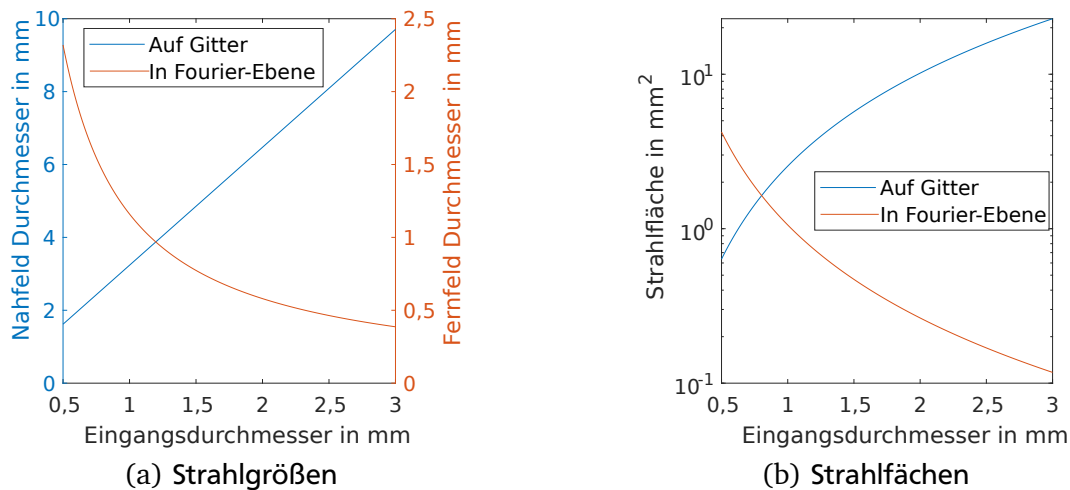


Abbildung 3.13: In der linken Grafik gezeigt ist die Strahlgröße der Strahlen im Nahfeld (auf den Gittern des Streckers) sowie die im Fernfeld (in der Fourier-Ebene des Strecker-Teleskops) in Abhängigkeit der definierten Eingangsstrahlgröße. Als Strahlgrößen sind jeweils die Halbwertsbreiten definiert. In der rechten Grafik sind die resultierenden von einem Strahl ausgeleuchteten Flächen gegenübergestellt.

Wie zuvor bereits erwähnt, wurde vermutet, dass vorrangig räumliche Mittelung die unterschiedlichen Auswirkungen von Oberflächendefekten und Staub beeinflussen. In den bisher gezeigten Simula-

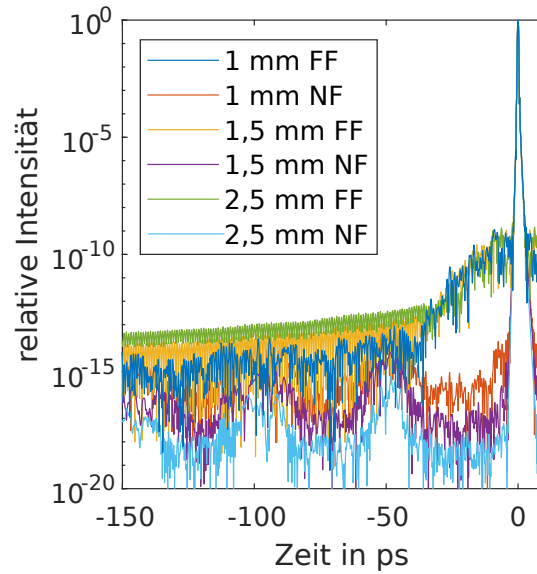


Abbildung 3.14: Einfluss der Strahlgröße auf die Pulsdegenerierung bei Störungen durch Amplitudeneffekte. Die in der Legende genannten Größen sind die jeweiligen Strahldurchmesser am Eingang des Streckers.

tionen war der Strahl im Fernfeld deutlich kleiner als im Nahfeld. Der Einfluss von Amplitudeneffekten auf den Strahl sind in Nah- und Fernfeld identisch. Für den Fall, dass die Strahlgröße im Nah- und Fernfeld identisch ist, ist zu erwarten, dass die berechneten Pulsformen übereinstimmen. Die simulierten Pulsverläufe für Strahlen unterschiedlicher Größen, welche durch Amplitudeneffekte beeinflusst wurden, sind in Abbildung 3.14 links gezeigt. Es ist zu sehen, dass sich die Intensität in dem zeitlichen Bereich des Plateaus für Effekte im Nahfeld bei abnehmender Eingangsstrahlgröße anhebt und für Effekte im Fernfeld absenkt. Für eine Eingangsstrahlgröße von 0,8 mm stimmen diese überein, was den Erwartungen entspricht. Die Intensität der lokalen Erhöhungen, welche zuvor beschrieben wurden, zeigt eine Abhängigkeit von der Strahlgröße, jedoch bleiben die Form und zeitliche Lage unverändert. Auch für die Strahlgröße, in der das Niveau des Plateaus für Nahfeldstörungen und Störungen im Fernfeld übereinstimmen, ist keine Beziehung zwischen den lokalen Intensitätserhöhungen für die beiden Störungsvarianten zu erkennen. Daraus wird geschlussfolgert, dass es sich hierbei um von der Berechnung induzierte Artefakte handelt. Die Ursache dafür sind vermutlich periodisch in der Simulation eingebrachte Strukturen. Überprüft wurde, dass die lokalen Intensitätserhöhungen unabhängig von der spektralen und räumlichen Auflösung sowie der Schrittgröße sind, mit welchen die Staubzentren definiert wurden. Da die detaillierte Form der berechneten Pulsverläufe, welche durch Amplitudeneffekte gestört wurden, als Artefakt identifiziert wurde, wird sie im Folgenden nicht weiter beachtet. Die Intensität des Rauschhintergrunds hingegen wird, durch das Übereinstimmen bei identischer Strahlfläche, als quantitativ validiert angesehen.

Der Einfluss unterschiedlicher Strahlgrößen auf die Effekte, welche von Oberflächenstrukturdeformationen erzeugt werden, ist in Abbildung 3.15 dargestellt. In diesen Berechnungen wurden jeweils nur im Nahfeld, oder im Fernfeld Oberflächenstruktureffekte angenommen. Es ist zu sehen, dass für eine Vergrößerung des Strahldurchmessers am Eingang des Streckers der Kontrast durch Nahfeldeffekte besser,

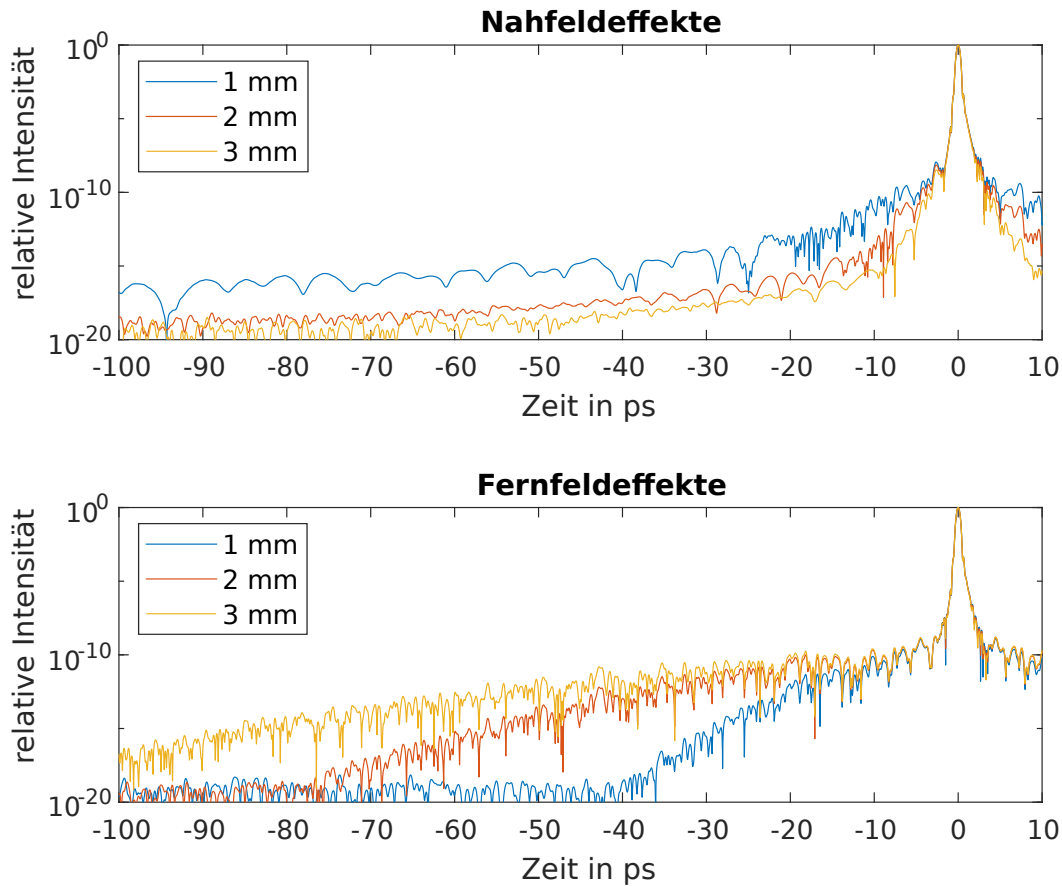


Abbildung 3.15: Berechnete zeitliche Pulsverläufe für Strahlen unterschiedlicher Durchmesser nach Propagation durch das Strecker-Kompressor-System. Jeweils unter Berücksichtigung eingebrachter Oberflächenstrukturdeformationen im Nahfeld (oben) beziehungsweise Fernfeld (unten). Die in den Legenden angebebeben Größen beschreiben den Strahldurchmesser am Eingang des Streckers.

durch Fernfeldeffekte jedoch schlechter wird, wie es durch räumliche Mittelung zu erwarten ist. Auffällig ist, dass für Fernfeldeffekte die maximale Intensität, bei welcher der Puls durch Phasenmodulationen dominiert ist, gleich bleibt. Lediglich zu niedrigeren Intensitäten und weiter von dem Hauptmaximum entfernten zeitlichen Bereichen der Anstiegsflanke ist eine strahlgrößenabhängige Kontrastveränderung zu erkennen. Anders gestaltet es sich für Nahfeldeffekte. Dort ist bei veränderter Strahlgröße eine Veränderung des zeitlichen Kontrasts um einen konstanten Faktor zu sehen, abgesehen von dem Grenzbereich, ab welchem der zeitliche Pulsverlauf von der spektralen Phase vierter Ordnung dominiert ist.

Die bisher untersuchten Störungen bilden die besten in einem Labor erdenklichen Bedingungen für die Qualität von Optiken ab. Um abzuschätzen, wie gut die hier getroffenen Aussagen auf schlechtere Bedingungen anzuwenden sind, wurde die Berechnungsgrundlage der Störungen verändert. Der Pulsverlauf wurde für Amplitudenobjekte mit der schlechtesten gemessenen Streuzentrenverteilung (vgl. Abb. 3.5) auf den Gittern und der Fourier-Ebene des Streckers simuliert und mit der als Standardparameter genutzten Amplitudenobjektverteilung verglichen. Die Ergebnisse sind in Abbildung 3.16 (a) gegenübergestellt. Im Vergleich wird deutlich, dass eine von wesentlich mehr Defekten betroffene Oberfläche nur

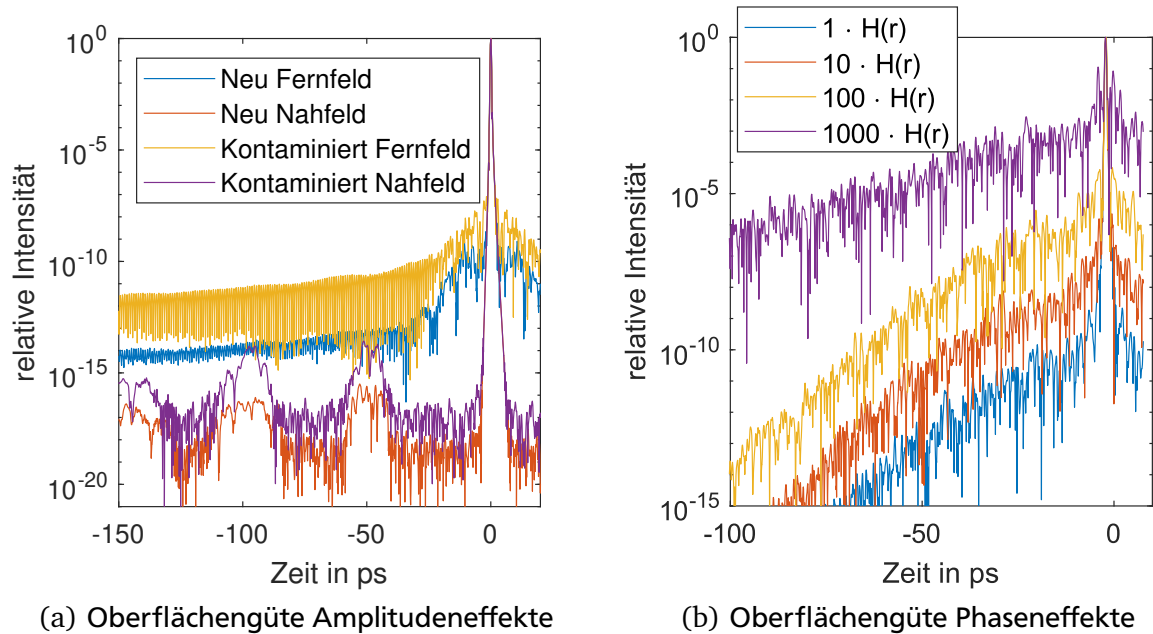


Abbildung 3.16: a) Vergleich der Einflüsse von Amplitudeneffekten für die besten (neu) und der schlechtesten (kontaminiert) vermessenen Oberflächen. b) Berechnete Pulsverläufe für Oberflächenstrukturdeformationen unterschiedlich starker Amplituden.

eine mäßige Verschlechterung des Kontrasts verursacht. Im explizit gezeigten Fall ist für den Wechsel von neuen Spiegeln zu solchen mit offensichtlichen Kontaminationen der Oberfläche eine Verschlechterung des Kontrasts von zwei Größenordnungen zu sehen.

Ebenso untersucht wurde der Einfluss unterschiedlicher Güteklassen der Optiken in Bezug auf eingebrachte Phaseneffekte durch Oberflächenstrukturdeformationen. Gezielt schlechtere Oberflächen wurden dadurch definiert, dass in der berechneten Oberflächenstrukturdeformation die ortsabhängige Höhe um einen frei gewählten, aber konstanten Faktor vergrößert wurden. Repräsentativ wurden in Schritten einer Größenordnung um die Faktoren eins bis eintausend verschlechterte Oberflächen simuliert und hier dargestellt. Es sei angemerkt, dass die Amplituden der um das einhundertfache verschlechtern Oberflächenstruktur im Bereich einer halben Wellenlänge liegen und somit die Oberfläche einer denkbaren Optik darstellen. Die resultierenden Pulsverläufe sind in Abbildung 3.16 (b) aufgetragen und zeigen eine Verschlechterung des zeitlichen Kontrasts um mehrere Größenordnungen. Mit Ausnahme der lila Kurve tritt die Kontrastveränderung gleichmäßig über den gesamten aufgetragenen zeitlichen Verlauf auf, die phänomenologische Form des Pulses sowie die Dominanz von Phasenmodulationen vierter Ordnung und Phasenmodulationen durch Oberflächenstruktureffekten im Fernfeld bleiben erhalten. Für die am stärksten verschlechterte Oberflächenstruktur ist ein Abflachen der Anstiegsflanke zu sehen. Dies tritt auf, sobald große Teile des Spektrums durch Raumfrequenzfilterung abgeschwächt werden, sodass die Form des Pulses durch den Störeffekt der Winkeländerungen dominiert wird.

3.4 Kopplung von Phase und Amplitude

Während der Untersuchung unterschiedlicher Güteklassen der Optiken fiel auf, dass ein größerer Akzeptanzwinkel angenommen werden muss, sodass der simulierte Raumfrequenzfilter den zu untersuchenden Einfluss nicht verfälscht. Auch eine explizite Betrachtung des Akzeptanzwinkels wurde darum vorgenommen. Hierfür sind sowohl die Spektren, als auch die zugehörigen zeitlichen Intensitätsverläufe in Abbildung 3.17 gezeigt. Damit die Auswirkungen im Spektrum deutlich zu sehen sind, wurden die im Folgenden gezeigten Berechnungen mit einer um den Faktor einhundert verstärkten Oberflächenstruktur durchgeführt. Wie erwartet führt eine Variation des Akzeptanzwinkels zu einer Modulationen der Intensitätsverteilung der Spektren (vgl. Gl. 3.22). Es ist zu erkennen, dass mit Verringerung des Akzeptanzwinkels das Spektrum stärker moduliert wird und die Intensität in den Randbereich der Anstiegsflanke, mit zeitlichem Abstand von mehr als 80 ps zum Hauptmaximum, anwächst. Aufgrund des geringen Rauschens der berechneten Kurven in diesem Bereich kann aus den vorangegangenen Beobachtungen geschlossen werden, dass dieser Bereich durch die Oberflächenstruktur im Nahfeld dominiert wird. Näher am Hauptmaximum verändert sich der Pulsverlauf jedoch nicht. Ursache dafür ist, dass in dem zeitlichen Bereich um das Hauptmaximum die direkte Phasenaddition im Fernfeld dominiert und der Einfluss der Amplitudenmodulation dort untergeht. Erst ein starkes Abschwächen der gestörten Strahlen, was die Absorption ganzer Bereiche des Spektrums nach sich zieht, ändert den Puls im gesamten zeitlichen Bereich (blaue Kurve).

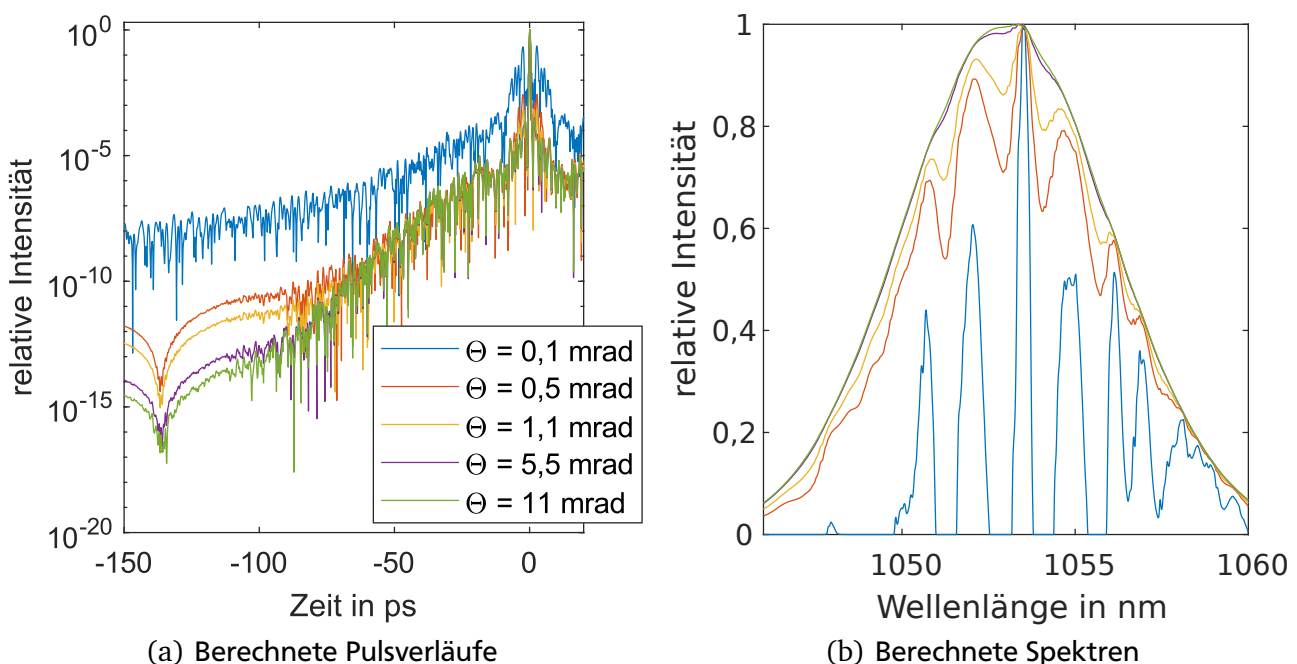


Abbildung 3.17: a) Berechnete Pulsverläufe für unterschiedliche Akzeptanzwinkel, wodurch Raumfrequenzfilter verschiedener Lochblendendurchmesser simuliert werden. b) Zugehörig zu den Pulsprofilen aus der linken Abbildung die simulierten, durch Raumfrequenzfilter beeinflussten Spektren. Angenommen ist eine Oberflächenstruktur von $100 \cdot H(r)$ auf Optiken im Nah- und Fernfeld.

4 Vermessung und Optimierung des zeitlichen Kontrasts

Im vorangegangenen Kapitel wurde die Ursache für Kontrastverschlechterung im Bereich der Anstiegsflanke des Laserpulses untersucht. Im Rahmen dieser Ausarbeitung soll des Weiteren auch der zeitliche Kontrast in den übrigen zeitlichen Bereichen eines Laserpulses betrachtet werden. In Abschnitt 2.5 wurden verschiedene Methoden vorgestellt, um den zeitlichen Kontrast in den unterschiedlichen Bereichen eines Laserpulses zu verbessern. Um diese Methoden effizient einsetzen zu können, ist jedoch zuvor eine Charakterisierung des Kontrasts notwendig. In Abschnitt 2.3 wurden mehrere Messmethoden vorgestellt, welche zur Messung verschiedener zeitlicher Bereiche eines Laserpulses genutzt werden. Unter anderem die Kreuz-Korrelation dritter Ordnung, welche als einzige einsetzbar ist, um den Intensitätsverlauf über einen sehr großen dynamischen Intensitätsbereich aufzunehmen. Ein solches Gerät wurde in einer vorangehenden Masterarbeit am PHELIX Lasersystem gebaut. Im Rahmen dieser Dissertation wurde jener Kreuz-Korrelator optimiert, zum Standard der Kontrastvermessung am Lasersystem PHELIX gemacht, an mehreren Lasersystemen eingesetzt und eine analytische Beschreibung der Rauschverringerung in Kreuz-Korrelatoren dritter Ordnung entwickelt. Diese Beschreibung und das optimierte Messgerät werden im folgenden Abschnitt vorgestellt. Daran anschließend wird auf die Charakterisierung und theoretische Beschreibung des ASE-Anstiegs eingegangen. Das ASE-Plateau selbst ist heute durch die in Abschnitt 2.5 genannten etablierten Methoden ausreichend kontrollierbar, um für Laser-Plasma-Experimente in modernen Lasersystemen kein Hindernis darzustellen und soll nicht Gegenstand dieser Ausarbeitung sein. Über die verschiedenen zeitlichen Bereiche eines mit dem hier beschriebenen Kreuz-Korrelator vermessenen Laserpulses wurden eine Reihe von Vorpulsen identifiziert und Möglichkeiten ihrer Elimination untersucht, was in Abschnitt 4.3 erläutert wird. Zum Ende dieses Kapitels werden Messungen der Anstiegsflanke mit Berechnungen des vorangegangenen Kapitels verglichen.

4.1 Rauschverringerung in einem Kreuz-Korrelator dritter Ordnung

Als Hauptdiagnostik der dieser Dissertation zu Grunde liegenden Arbeit wurde ein Kreuz-Korrelator dritter Ordnung genutzt. Wie zuvor erwähnt, basieren solche Geräte auf dem Prinzip, dass ein zu vermessender Puls in zwei Teilstrahlen aufgeteilt und in einem nichtlinearen Prozesses der Summenfrequenzmischung miteinander wechselwirken. Das Alleinstellungsmerkmal des hier genutzten Kreuz-Korrelators ist die höchste bisher erreichte Dynamik in der messbaren Intensität. Dies wird mittels eines großen Winkels zwischen den wechselwirkenden Strahlen erreicht. Die Beschreibung, wie das Rauschen in einem solchen Gerät von dem Winkel zwischen den Strahlen abhängt, wurde im Rahmen dieser Dissertation entwickelt und wird im Folgenden vorgestellt. Der schematische Aufbau dieses Geräts ist in Abbildung 4.1 gezeigt.

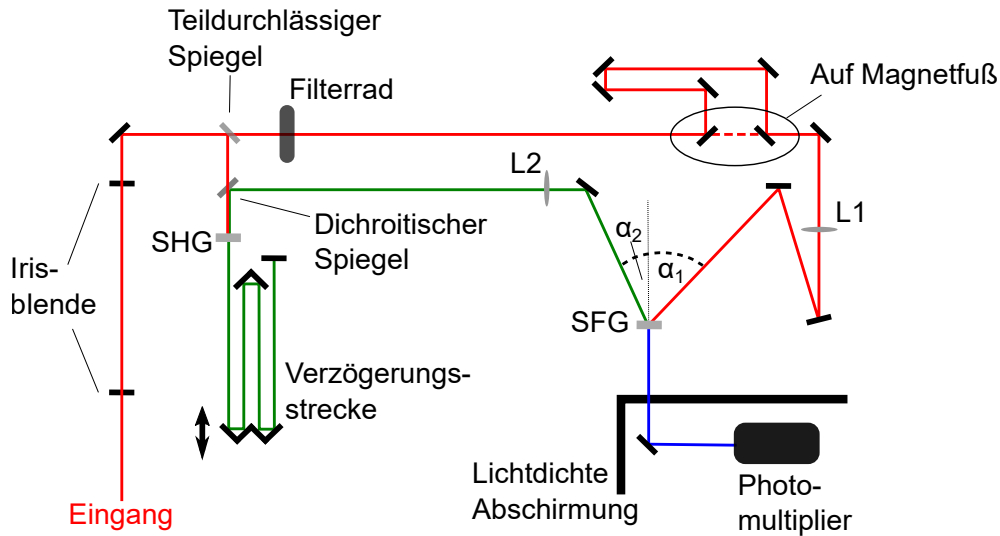


Abbildung 4.1: Schematische Darstellung des optimierten Kreuz-Korrelators. Die rote Linie deutet den Strahlengang von Strahlen der fundamentalen Frequenz an, grüne Linien stehen für frequenzverdoppeltes Licht sowie blaue für das Signal mit dreifacher Frequenz. SHG und SFG bezeichnen nichtlineare Betabariumborat (BBO) Kristalle zur Frequenzverdopplung (SHG aus dem Englischen *second harmonic generation*) sowie Summenfrequenzgenerierung (SFG). Die beiden zylindrischen Linsen L1 und L2 fokussieren die Strahlen auf eine Linie, senkrecht zur Zeichenebene, in den SFG-Kristall. Unbeschriftete schwarze Balken stellen Spiegel dar. Zwei der Spiegel sind auf Magnetfüßen montiert und können damit schnell entfernt werden, um den Teilstrahlengang zu verkürzen.

Limitierend für eine solche Messung ist ein Rauschsignal, welches in Richtung und Frequenz mit dem erzeugten Signal übereinstimmt, jedoch nicht aus einer Wechselwirkung der beiden Teilstrahlen miteinander stammt. Definiert sei das Signal zu Rausch Verhältnis SRV , welches es zu maximieren gilt:

$$SRV = \frac{I_{3\omega}}{I_{3\omega, \text{Rauschen}}}. \quad (4.1)$$

3ω beschreibt dabei die dreifache Kreisfrequenz des fundamentalen Pulses.

Ein Rauschsignal kann nur durch den Teilstrahl fundamentaler Frequenz erzeugt werden, da in nichtlinearen Effekten nur ganzzahlige Vielfache der einfallenden Frequenz erzeugt werden können. Um ein Rauschen mit der Frequenz des Signals zu erzeugen, sind zwei nichtlineare Prozesse denkbar: Zum einen eine Frequenzverdreifachung des Teilstrahls fundamentaler Frequenz und zum anderen eine Frequenzverdopplung dieses Teilstrahls mit anschließender Summenfrequenzgenerierung mit dem verbliebenen fundamentalen Strahl. Bei der Frequenzverdreifachung handelt es sich um einen nichtlinearen Prozess dritter Ordnung. Typischerweise sind solche Prozesse um sieben Größenordnungen weniger wahrscheinlich als jene zweiter Ordnung [43], es sei denn das umgebende Medium unterbindet dies durch Symmetrieeigenschaften seiner Kristallstruktur. Da es sich bei Frequenzverdopplung und Summenfrequenzmischung jeweils um nichtlineare Effekte zweiter Ordnung handelt und diese demnach wahrscheinlicher sind, als eine direkte Frequenzverdreifachung, ist anzunehmen, dass der zweistufige Prozess zum begrenzenden Rauschen führt. Folglich ist der nichtlineare Prozess, welcher das zu mes-

sende Signal generiert derselbe, der auch das Rauschen verursacht: eine Summenfrequenzgenerierung von fundamentalem und frequenzverdoppeltem Licht. Das durch Summenfrequenzgenerierung erzeugte Signal ist, solange keine Sättigungseffekte auftreten, gegeben durch [43]

$$I_{3\omega} = \frac{128\pi^3 d_{eff}^2 I_\omega I_{2\omega} (3\omega)^2}{n_\omega n_{2\omega} n_{3\omega} c_0^3} L^2 \text{sinc}^2\left(\frac{\Delta k L}{2}\right), \quad (4.2)$$

wobei n_i der Brechungsindex der jeweiligen Frequenz, L die Interaktionslänge der Strahlen, d_{eff} der nichtlineare optische Koeffizient, c_0 die Lichtgeschwindigkeit im Vakuum und

$$\vec{\Delta k} = \vec{k}_{3\omega} - \vec{k}_{2\omega} - \vec{k}_\omega \quad (4.3)$$

die Phasenfehlانpassung der Wellenzahlen $k_i = n_i \omega_i / c_0$ ist. Für eine möglichst effiziente Signalgenerierung muss Phasenanpassung, also $\Delta k = 0$ erreicht werden. Diese Bedingung lässt sich vektoriell in die Komponenten parallel und senkrecht zur erzeugten Welle aufteilen

$$3n_{3\omega} = 2n_{2\omega} \cos(\alpha_2) + n_\omega \cos(\alpha_1) \quad (4.4)$$

$$0 = 2n_{2\omega} \sin(\alpha_2) + n_\omega \sin(\alpha_1). \quad (4.5)$$

Die Winkel α_2 und α_1 sind dabei als Winkel der beiden Strahlen jeweils zur Oberflächennormalen des Kristalls definiert, wie es in Abbildung 4.1 zu sehen ist. Um diese Gleichungen zu erfüllen, müssen die Brechungsindizes aneinander angepasst werden. Hierfür werden doppelbrechende Kristalle genutzt, in welchen der Brechungsindex von der Polarisationsrichtung und dem Einfallswinkel zur optischen Achse abhängt. In einem solchen Kristall gilt die bekannte Gleichung des Indexellipsoiden

$$n_\omega(\Theta + \alpha_1) = \left(\frac{\sin^2(\Theta + \alpha_1)}{n_{\omega,a}^2} + \frac{\cos^2(\Theta + \alpha_1)}{n_{\omega,o}^2} \right)^{-\frac{1}{2}}. \quad (4.6)$$

Der Winkel zwischen der optischen Achse des Kristalls und dem k -Vektor des einfallenden Strahls ist als $\Theta + \alpha_1$ beschrieben. Als Θ ist der Winkel zwischen der optischen Achse und der normalen der Kristalloberfläche bezeichnet, $n_{\omega,o}$ beschreibt den ordentlichen Brechungsindex sowie $n_{\omega,a}$ das von $n_{\omega,o}$ verschiedene Extremum des außerordentlichen Brechungsindex'. In dem Fall des hier verwendeten Kreuz-Korrelators wurde eine Phasenanpassung nach Typ II_{aoa} gewählt. Das bedeutet, dass der Teilstrahl mit fundamentaler Frequenz sowie das erzeugte Signal in außerordentlicher Richtung polarisiert sind, während der frequenzverdoppelte Teilstrahl ordentlich polarisiert ist. Analog zu Gleichung 4.6 folgt der effektive Brechungsindex $n_{3\omega}$ ebenfalls einem Indexellipsoiden. Aus diesem Satz an Gleichungen lassen sich mögliche Lösungskombinationen für das Ensemble $\alpha_1, \alpha_2, \Theta$ berechnen. Der nichtlineare optische Koeffizient berechnet sich für eine Typ II Frequenzkonversion nach [43]:

$$d_{eff} = d_{22} \cos^2(\Theta) \cos(3\Phi). \quad (4.7)$$

Φ ist dabei der Winkel zwischen Propagationsrichtung des erzeugten Strahls und der xz-Ebene des Kristalls, wobei die optische Achse des Kristalls der z-Achse entspricht. d_{22} berechnet sich aus dem Tensor der nichtlinearen optischen Suszeptibilität zweiter Ordnung $\chi^{(2)}$ [43]. Für die durchgeführten Rechnungen wurde der Wert dieses Eintrags der freien Software *SNLO* entnommen [80].

Für das erzeugte Rauschen gilt ebenfalls Gleichung 4.2, wobei sich für Signal und Rauschen die Intensität $I_{2\omega}$ und der Winkel ihrer Wellenvektoren $k_{2\omega}$ unterscheiden. Die Intensität doppelter Frequenz, welche für die Generierung des Rauschsignals eine Rolle spielt ($I_{2\omega, \text{Rauschen}}$), wird durch eine Frequenzverdopplung (SHG aus dem Englischen *second harmonic generation*) des fundamentalen Teilstrahls erzeugt und lässt sich mit Anpassung der Frequenzen, Phasenfehlانpassung und des nichtlinearen optischen Koeffizienten in Gleichung 4.2 bestimmen zu

$$I_{2\omega, \text{Rauschen}} = \frac{128\pi^3 d_{eff, SHG}^2 I_{\omega}^2 (2\omega)^2}{n_{\omega}^2 n_{2\omega} c_0^3} L^2 \text{sinc}^2\left(\frac{\Delta k_{SHG} L}{2}\right). \quad (4.8)$$

Das größte Rauschsignal entsteht, wenn der so generierte Puls (Intensität $I_{2\omega, \text{Rauschen}}$) in Richtung des frequenzverdoppelten Teilstrahls (Intensität $I_{2\omega}$) propagiert, da dann für die Generierung des Rauschens auch Phasenanpassung gilt. In diesem Fall sind in der Berechnung des Lichts dreifacher Frequenz nach Gleichung 4.2, bis auf die Intensität der Strahlen doppelter Frequenz, alle Koeffizienten für das Rauschen und das Signal identisch. Damit lässt sich Gleichung 4.1 weiter umformen zu:

$$SRV = \frac{I_{3\omega}}{I_{3\omega, \text{Rauschen}}} = \frac{I_{2\omega}}{I_{2\omega, \text{Rauschen}}} = \frac{I_{2\omega}}{S} \frac{n_{\omega}^2 n_{2\omega} c_0^3 (\Delta k_{SHG} L / 2)^2}{128\pi^3 d_{eff, SHG}^2 I_{\omega}^2 (2\omega)^2 L^2 \text{sinc}^2(\Delta k_{SHG} L / 2)}. \quad (4.9)$$

S beschreibt hierbei den Anteil des rauscherzeugenden Pulses (Intensität $I_{2\omega, \text{Rauschen}}$), welcher parallel zum frequenzverdoppelten Teilstrahl (Intensität $I_{2\omega}$) propagiert. Im Allgemeinen wird dieser Parameter als Streuwahrscheinlichkeit betrachtet. Für die Erzeugung des für das Rauschen verantwortlichen Signals (Intensität $I_{2\omega, \text{Rauschen}}$) entspricht die Frequenzkonversion dem Typ I_{ee0} , wofür

$$d_{eff} = d_{31} \sin(\Theta) - d_{22} \cos(\Theta) \sin(3\Phi) \quad (4.10)$$

gilt [43]. Der für die Berechnung genutzte Wert für d_{31} entstammt ebenso dem Programm *SNLO*. Eine Propagation des Pulses mit Intensität $I_{2\omega, \text{Rauschen}}$ in Richtung des Pulses mit Intensität $I_{2\omega}$ kann auf zwei Arten erzeugt werden: Zum einen durch eine Streuung von Teilen des fundamentalen Teilstrahls an der Kristalloberfläche in Richtung des frequenzverdoppelten Teilstrahls (Intensität $I_{2\omega}$) mit anschließender Frequenzverdopplung und zum anderen durch eine Frequenzverdopplung des einfallenden Pulses mit anschließender Streuung im Medium. Für Kristalldicken unter einem Millimeter ist das Auftreten von Streuungen an der Kristalloberfläche um fünf Größenordnungen wahrscheinlicher, als im Volumen des Mediums [45], weshalb Streuung beim Eintritt in den Kristall als limitierend angesehen wird. Als

schlimmstenfalls auftretende Streuerverteilung wurde für S eine Reflexion an einer matten Oberfläche angenommen mit:

$$S = \cos^2(\alpha_1 - \alpha_2). \quad (4.11)$$

Die Phasenfehlanpassung berechnet sich nach

$$\Delta k_{SHG} = \frac{n_{2\omega,o} 2\omega}{c_0} - \frac{2n_{1\omega}(\Theta - \alpha_1)\omega}{c_0}. \quad (4.12)$$

Somit lässt sich für jedes mögliche Ensemble $\alpha_1, \alpha_2, \Theta$ das erreichbare Signal-Rausch-Verhältnis berechnen. Das Ergebnis ist in Abbildung 4.2 dargestellt. Der berechnete Wert des Signal-Rausch-Verhältnisses steigt zwar auf bis zu fünf Größenordnungen an, jedoch weist in dieser Region die Funktion $\Theta(\alpha_1)$ eine große Steigung auf. In der experimentellen Umsetzung bedeutet ein großer Gradient eine sehr anfällige Justage und ist daher nicht praktikabel. Gut zu erreichen sind Verbesserungen im Bereich von bis zu zwei Größenordnungen. Historisch bedingt wird der Kreuz-Korrelator mit dem Winkel $\alpha_1 \approx 15^\circ$ betrieben und erreicht damit eine gemessene Rauschverringung von über einer Größenordnung im Vergleich zu herkömmlichen Kreuz-Korrelatoren, welche diese Methode der Rauschverringung nicht verwenden. Die entwickelte Methode zur Verringerung des Rauschens durch eine Anpassung des Überlagerungswinkels der rekombinierenden Strahlen wurden 2017 zum Patent angemeldet und in der Zeitschrift *Optics Express* veröffentlicht.

Des Weiteren geht aus Gleichung 4.8 hervor:

$$SRV \propto \frac{I_{2\omega}}{I_\omega^2}. \quad (4.13)$$

Demzufolge kann das Rauschen noch weiter verringert werden, indem die Intensität des fundamentalen Teilstrahls gesenkt und die Intensität des frequenzverdoppelten Teilstrahls erhöht wird. Eine Anpassung der Reflektivität des Strahlteilers macht die Umsetzung dieser Verbesserung des SRV möglich. In dem vorgestellten System wird ein Teilungsverhältnis von 60:40 genutzt.

Eine beispielhafte mit diesem Kreuz-Korrelator durchgeführte Messung ist in Abbildung 4.3 gezeigt. Im Rahmen dieser Messung wurde der frequenzverdoppelte Teilstrahl blockiert, um die Höhe des verbleibenden, durch den fundamentalen Teilstrahl generierten, Rauschens zu vermessen. Dies ist in der Messung durch rote Punkte gekennzeichnet und beträgt relativ zum Intensitätsmaximum $(3,7_{-3,6}^{+7,4}) \cdot 10^{-14}$. Für eine zusammenhängende Intensitätsmessung entspricht dies der höchsten weltweit jemals erreichten Dynamik.

Der genutzte Kreuz-Korrelator stellt einen Prototypen dar, welcher das vorhandene Potential der vorgestellten Rauschverringung durch Winkelanpassung nicht voll ausschöpft. Da bereits das derzeit zur Verfügung stehende Gerät einen größeren Messbereich abdeckt, als zur Vermessung des zeitlichen Kontrasts des beheimatenden Lasersystems benötigt wird, wurde eine mit aufwendigen Umbauten verbundene weitere Verbesserung des Kreuz-Korrelators aus ökonomischen Gründen zurückgestellt.

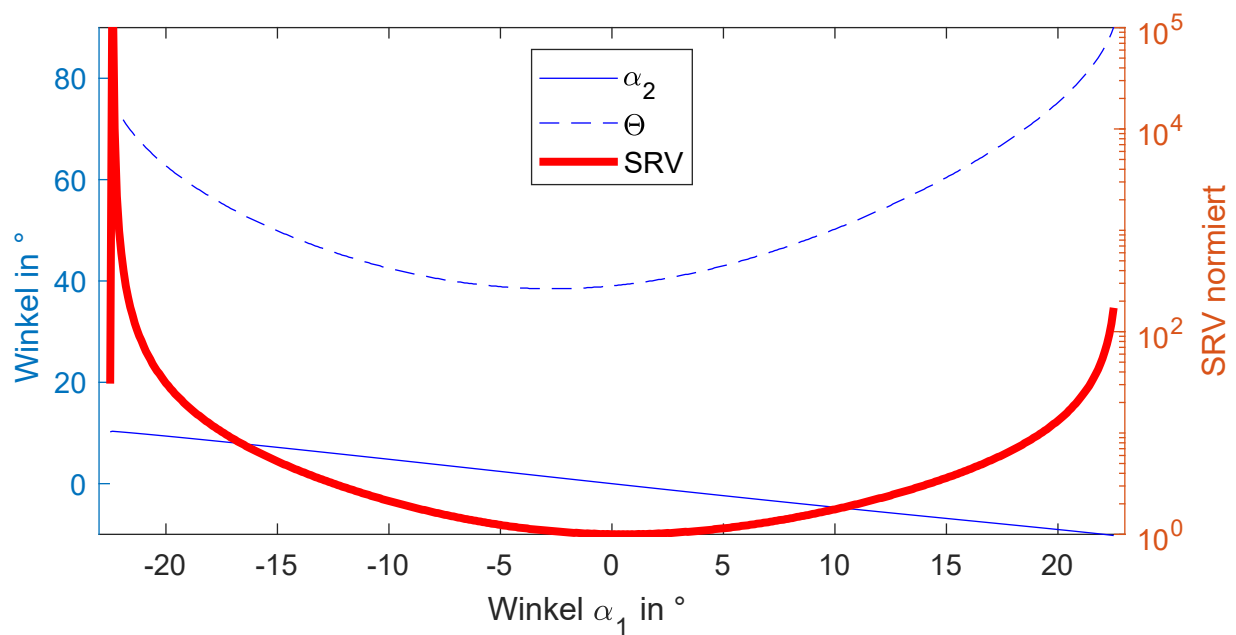


Abbildung 4.2: Zum Erreichen der Phasenanpassung notwendige Kombination des Kristallschnittwinkels Θ (gestrichelt blau) und Einfallswinkels des frequenzverdoppelten Strahls α_2 (blau durchgezogen) in Abhängigkeit des Einfallswinkels des fundamentalen Strahls α_1 . Dazu die daraus resultierende Verbesserung des Signal-Rausch-Verhältnisses, normiert auf die Berechnung eines kollinearen Einfalls der Strahlen (rot mit rechter y-Achse). Die Winkel sind innerhalb des Kristall – nach Brechung an der Oberfläche – definiert.

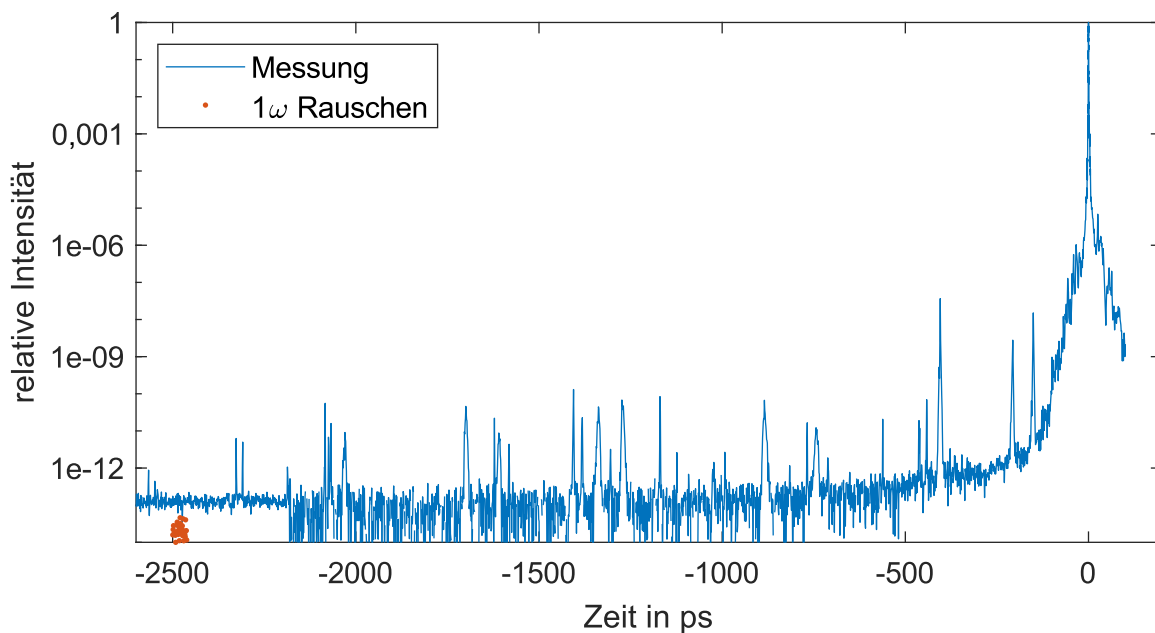


Abbildung 4.3: Dargestellt ist eine beispielhafte Pulsprofilmessung, durchgeführt mit dem optimierten Kreuz-Korrelator. Die Rauschgrenze des Systems wurde aufgenommen (rote Punkte) und liegt bei $(3,7^{+7,4}_{-3,6}) \cdot 10^{-14}$.

Identifiziert	-2068	-1701	-1608	-1337	-1274	-887	-739	-441
Vermutet	-2327	-2309	-1581					

Tabelle 4.1: Liste der zeitlichen Positionen (angegeben in Pikosekunden) der Artefakte des vorgestellten Kreuz-Korrelators. Acht Pulse konnten eindeutig als Artefakt identifiziert werden. Die Intensität der drei unteren Pulse lag im Bereich des Rauschens des vergleichenden Messgeräts. Diese können darum nicht eindeutig als Artefakte identifiziert werden.

Um die Möglichkeit der Verbesserung des Signal-Rausch-Verhältnisses dennoch weiter zu Verfolgen und der wissenschaftlichen Gesellschaft den Zugriff auf solche Kreuz-Korrelatoren zu ermöglichen, wurde eine Kollaboration mit dem Unternehmen *Ultrafast Innovations* ins Leben gerufen. Diese Kollaboration hat das Ziel die in dieser Ausarbeitung präsentierten Möglichkeiten der Rauschverringern in ein kommerziell erhältliches Produkt zu integrieren. Im Zuge dieser Zusammenarbeit fand eine vergleichende Messung des hier beschriebenen Kreuz-Korrelators und eines Kreuz-Korrelators der genannten Firma statt. Nebenpulse, welche nur von einem der Geräte aufgenommen wurden, konnten so als Messartefakte identifiziert werden. Die Liste der identifizierten artifiziellen Nebenpulse des hier vorgestellten Kreuz-Korrelators ist in Tabelle 4.1 gegeben.

Aus den Gleichungen 2.5 und 2.7 geht hervor, dass der messbare zeitliche Bereich eines solchen Korrelators durch die mögliche Änderung des Wegs L gegeben ist. Wird der zweite Teilstrahl zusätzlich um einen Wert τ' verzögert, lässt sich der Messbereich um diesen Wert verschieben. Zu Beginn dieser Arbeit verfügte der Kreuz-Korrelator über einen zeitlichen Messbereich von $-1,4\text{ ns}$ bis $+1,4\text{ ns}$ relativ zum Hauptpuls. Dieser wurde durch Einbau einer Verzögerungsstrecke in den Teilstrahl fundamentaler Frequenz auf den Bereich von $-2,6\text{ ns}$ bis $+0,2\text{ ns}$ verschoben, um einen möglichst großen zeitlichen Bereich des Kontrasts vor dem Hauptpeak vermessen zu können. Ausgehend von Gleichung 2.7 wird folgende Eigenschaft von Kreuz-Korrelationen dritter Ordnung deutlich: Jeder Nebenpuls zum Zeitpunkt t_p in der Antwortfunktion der Messung erzeugt zusätzlich ein artifizielles lokales Maximum zum Zeitpunkt $-t_p$. Die gemessene Intensität des realen Nebenmaximums entspricht dabei dem Quadrat des Messartefakts. Ein Vergleich der Signalhöhe der beiden gemessenen Nebenmaxima ermöglicht es daher zu bestimmen, bei welchem es sich um ein Artefakt handelt. Aus diesem Grund sollte der vorhandene Messbereich, zentriert um den Hauptpeak, erhalten bleiben. Darum wird der Strahl über Spiegel in die zusätzliche Verzögerungsstrecke ein- und ausgekoppelt, welche auf einem Magnetfuß befestigt sind. So lässt sich die zusätzliche Verzögerungsstrecke ohne Nachjustageaufwand, innerhalb weniger Sekunden überbrücken und zwischen den beiden Messbereichen wählen. Die Tragweite dieser Optimierung in der wissenschaftliche Gesellschaft der hochintensiven Kurzpulslasersysteme wird daran deutlich, dass 2018 das Lasersystem LULI einlud mit dem im Rahmen dieser Dissertation optimierten Kreuz-Korrelator deren Kurzpulslaser zu vermessen. An diesem System wurde in den beiden möglichen Messbereichen eine Messung durchgeführt und beide Messungen zusammengefügt. Das Resultat ist in Abbildung 4.4 dargestellt und wurde von der anfordernden Gruppe des Lasersystems von LULI umgehend auf einer Konferenz vorgestellt [81, 82].

In Abschnitt 2.3 wurde erwähnt, dass die Durchführung einer Messung mit einem solchen scannenden Kreuz-Korrelator viel Zeit in Anspruch nimmt. Die Dauer der ersten vollständigen Messungen des Kreuz-Korrelators betrug ca. zweieinhalb Stunden, wobei im Bereich $\pm 10\text{ ps}$ um den Hauptpeak mit einer

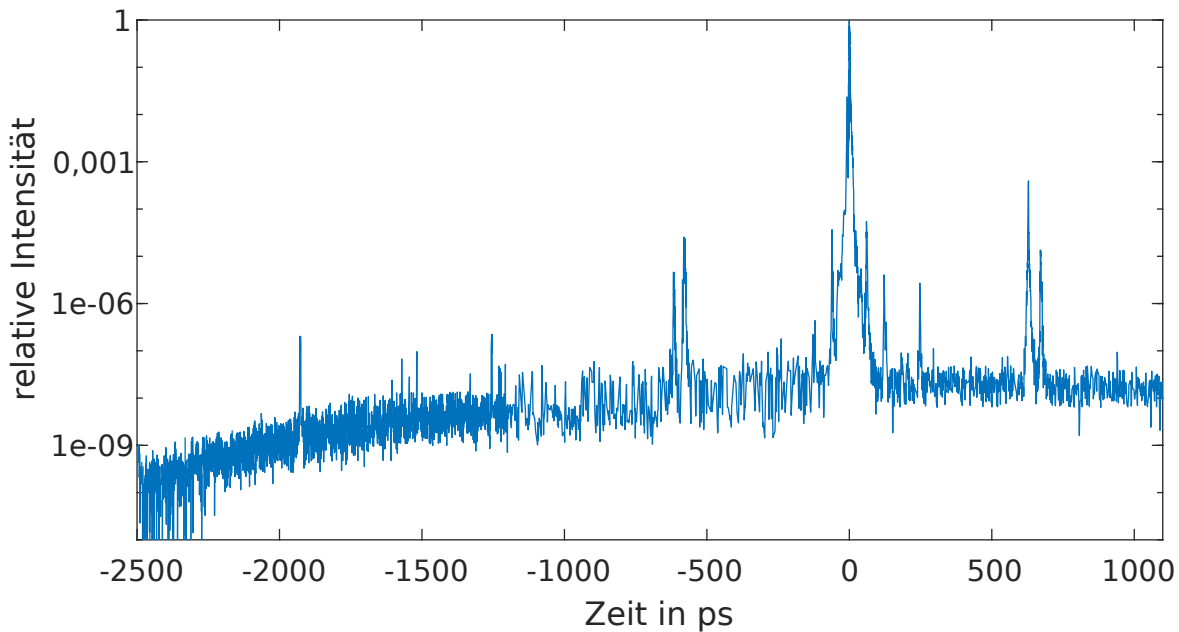


Abbildung 4.4: Mit dem hier vorgestellten Kreuz-Korrelator aufgenommener zeitlicher Verlauf des Kurzpulses des Lasersystems LULI2000.

Auflösung von 50 fs und im restlichen Messbereich mit einer Auflösung von 1 ps gemessen wurde. Eine solche Zeitspanne stellt ein Problem dar, da nicht zu vernachlässigende Schwankungen des zu vermessenden Lasersystems auf solchen Zeitskalen wahrscheinlich sind. Zudem sind Experimentatorengruppen an einer möglichst aktuellen Messung des zeitlichen Pulsprofils vor einem Experiment interessiert, um die erzielten Ergebnisse korrekt interpretieren zu können. Im Idealfall sollte darum eine vollständige Pulscharakterisierung vor jeder Experimentkampagne durchgeführt werden. Allerdings ist Messzeit an einem Lasersystem begrenzt und muss zwischen Wartungsarbeiten, Laserentwicklung, Experimentvorbereitung und Durchführung aufgeteilt werden, was die für die Pulscharakterisierung zur Verfügung stehende Zeit rar macht.

Die zeitliche Dauer einer Messung sollte darum so weit wie möglich verringert werden, ohne dabei Informationsverlust hinzunehmen. Im Rahmen dieser Dissertation wurde hierfür eine Bachelorarbeit betreut, welche von D. Posor durchgeführt wurde und eine Messzeitverkürzung um ein Drittel erreichte. Deren essentieller Punkt war eine Vergrößerung des effektiven dynamischen Bereichs des als Detektor verwendeten Photomultipliers. Im Rahmen der Optimierungsmaßnahmen des Kreuz-Korrelators wurde ein Photomultiplier als Detektor etabliert, da diese Geräte sich durch hohe Ansprechwahrscheinlichkeit auszeichnen und in den Bereichen des ASE-Plateaus nur Signale mit Photonenzahlen im niedrigen zweistelligen Bereich erwartet werden. Allerdings gelten für solche Photomultiplier im Einsatz mit Kurzpulsen andere Kalibrationskurven, als sie vom Hersteller angegeben werden. Bereits bei wesentlich geringeren Einfallsenergien, als von einer Kalibration mit kontinuierlichen Signalen erwartet wird, treten Sättigungseffekte auf. Grund hierfür ist vermutlich, dass innerhalb der Pulsdauer nicht ausreichend viele Elektronen in den Dynoden nachgeführt werden können. Bei der Verwendung von Kurzpulsen ist ein Abweichen der Antwortfunktion eines Photomultipliers von der Proportionalität bereits bei einem Eingangssignal, welches um eine Größenordnung stärker als das Rauschlevel ist, zu beobachten. Selbst

die Hersteller sind, mangels geeigneter Kurzpuls-Lichtquellen, nicht in der Lage angepasste Kalibrationskurven bereitzustellen [83]. Darum sind diese Detektoren nur in dem proportionalen Bereich zu verwenden, was den dynamischen Bereich auf lediglich eine Größenordnung beschränkt.

Im Rahmen der genannten Bachelorarbeit wurde eine vierstufig-variable Verstärkerspannung des Photomultipliers realisiert, was die Wahl zwischen vier unterschiedlichen Messbereichen des Photomultipliers ermöglicht. Die Variation der Verstärkung ist eine etablierte Methode, um den dynamischen Bereich von Photomultipliern im Einsatz bei Kurzpulsen zu vergrößern. Die Höhe der Ausgangsspannung (nach interner Verstärkung), ab welchem Sättigungsverhalten zu beobachten war, ist für den vermessenen Photomultiplier unabhängig von der Verstärkung. Das Entsprechende zum Erreichen der Sättigung nötige Eingangssignal bildet jeweils die obere Grenze eines Messbereichs. Die untere Grenze wird durch das Rauschniveau der Ausleseelektronik gebildet, welche das Ausgangssignal übertreffen muss, um wahrgenommen werden zu können. Die Verstärkungsstufen wurden so gewählt, dass die vier Messbereiche überlappend ineinander übergehen und kombiniert einen Messbereich von 2,67 Größenordnungen abdecken. Durch die größere Dynamik des verwendeten Detektors sind weniger Abstufungen der Abschwächung durch Grauglasfilter notwendig, um das gesamte Intensitätsprofil zu vermessen. Der Wechsel dieser Grauglasfilter ist ein mechanischer Prozess und geschieht durch Schrittmotoren, weswegen ein einzelner Wechsel bereits eine Dauer von ca. 4 s beansprucht. Der elektronisch geschaltete Wechsel der verschiedenen Messbereiche des Photomultipliers hingegen geht im Bereich von Millisekunden vonstatten. Zudem sorgt das Überlappen der Messbereiche für eine robustere Datenaufnahme, da weniger Messpunkte im Wechsel zwischen zwei Bereichen verloren gehen.

4.2 Zeitlicher Einfluss einer Pockels-Zelle

Eine der genannten Optimierungen des vorgestellten Kreuz-Korrelators ist der Versatz des zeitlichen Messbereichs. Der große zeitliche Bereich von mehr als zwei Nanosekunden vor dem Hauptpeak ermöglicht unter anderem die Untersuchung des in Abbildung 2.2 definierten ASE-Anstiegs. Bisher konnte dieser Bereich des Laserpulses nicht mit ausreichender zeitlicher Auflösung vermessen werden, um den Verlauf aufnehmen zu können. In diesem Abschnitt wird eine solche Messung gezeigt und die Ursache jenes zeitlichen Verlaufs diskutiert.

Wie in Abschnitt 2.5 eingeführt, ist Stand der Technik, mittels einer Kombination aus schnellen Pockels-Zellen und Polarisatoren als optische Schalter, die ASE um den Puls auf einer Zeitskala von wenigen Nanosekunden abzuschneiden. Hierfür wird in einer Pockels-Zelle eine Spannung an einen nichtlinearen Kristall angelegt, wodurch die Polarisationssebene des einfallenden Lichts in Abhängigkeit der Spannung rotiert wird [43]. Eine solche Kombination aus Pockels-Zelle und Polarisator erreicht Schaltzeiten von unter 150 ps [84], der daraus folgende ASE-Anstieg ist aber deutlich länger. Dies ist das Resultat des in CPA genutzten Chromatismus' und dem Spektrum der ASE. Bei Verstärkungen nach dem CPA-Prinzip wird der zu verstärkende Puls durch Dispersion in einem Strecker zeitlich aufgeweitet, verstärkt und die im Strecker eingebrachte Dispersion anschließend in einem Kompressor kompensiert. Optische Schalter sind zwischen Strecker und Kompressor positioniert und schwächen die im Verstärkungsprozess entstehende ASE vor dem Hauptpuls ab. Die so abgeschnittene ASE erfährt anschließend ebenso die Dispersion des Kompressors, wie auch der Hauptpuls. Während der – zuvor gestreckte – Hauptpuls komprimiert wird, führt diese Dispersion jedoch zu einer zeitlichen Streckung der abgeschnit-

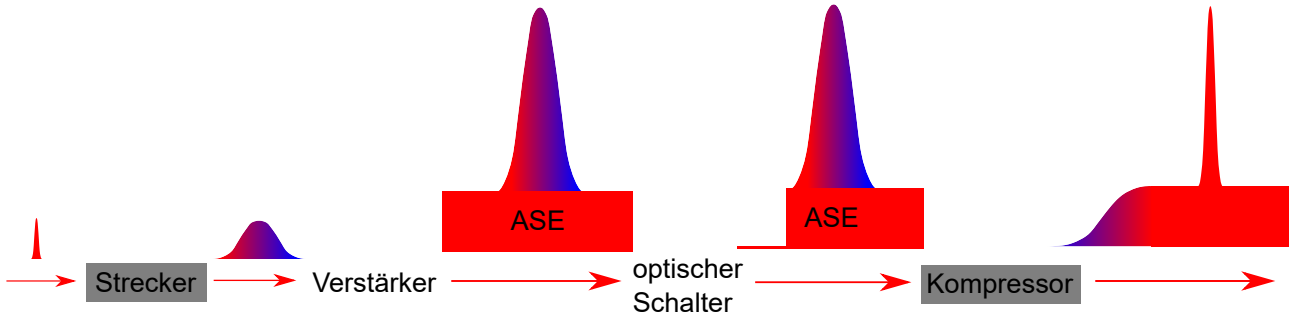


Abbildung 4.5: Schematische dargestellt ist der Einfluss der dispersiven Elemente eines CPA-Systems auf den Pulsverlauf eines Laserpulses. Farbverläufe stehen für zeitlich getrennte unterschiedliche Wellenlängen, während konstant rote Bereiche eine Überlagerung aller vorhandenen Frequenzen darstellen.

tenen Kante der ASE. Schematisch ist dies in Abbildung 4.5 dargestellt. Die verschiedenen spektralen Bestandteile des ASE-Spektrums werden um die Zeit

$$t_0(\lambda) = d \cdot (\lambda - \lambda_0) \quad (4.14)$$

verzögert werden, wobei d die Dispersion des Kompressors und λ_0 die zentrale Wellenlänge beschreibt.

Der in einem Experiment gemessene ASE-Anstieg bildet sich aus den spektralen Anteilen des ASE-Spektrums, welche von dem optischen Schalter abgeschnitten werden und sich zeitlich versetzt überlagern. Dieser Effekt ist zur Veranschaulichung in Abbildung 4.6 (a) skizziert. Nimmt man an, dass die Transmission des optischen Schalters linear während des Schaltvorgangs sowie konstant davor und danach ist, lässt sich die resultierende Kurve des Intensitätsverlaufs mathematisch beschreiben durch

$$I(t) = \frac{t - t_0(\lambda)}{\tau_{PC}} (1 - T_{min}) + T_{min}. \quad (4.15)$$

Hierbei wurde die Anstiegszeit der Pockels-Zelle τ_{PC} und die minimale Transmission des optischen Schalters T_{min} verwendet. Die minimale Transmission ist durch die Effizienz der genutzten Polarisatoren und Depolarisationseffekte begrenzt. Unter dem Begriff der Depolarisationseffekte sind dabei alle Möglichkeiten zusammengefasst, welche dazu führen, dass Teile des Pulses in der Pockels-Zelle nicht die beabsichtigte Polarisationsdrehung erfahren. Dies kann in Defekten im Medium des Pockels-Zellen-Kristalls begründet sein, tritt aber auch als Resultat der Strahlpropagation auf. Wie in Abschnitt 2.5.1 bereits erwähnt, kann nach der Beschreibung von Laserstrahlen mittels der Gaußschen Strahlenoptik eine perfekte Kollimation eines Strahls nur in dessen Strahltaillie und im Unendlichen existieren. An allen anderen Stellen existiert ein von Null verschiedener Winkel zwischen den k-Vektoren des räumlichen Strahlprofils. Aus Gründen des unverhältnismäßigen Justageaufwands, werden Pockels-Zellen nicht an der Stelle einer Strahltaillie betrieben, weswegen in einer Pockels-Zelle immer k-Vektoren unterschiedlicher Richtungen auftreten. Da die Rotation der Polarisationsrichtung in einer Pockels-Zelle sehr empfindlich auf den Winkel zwischen der optischen Achse des Pockels-Zellen-Kristalls und dem k-Vektor ist, lassen sich Depolarisationseffekte nicht vollständig vermeiden.

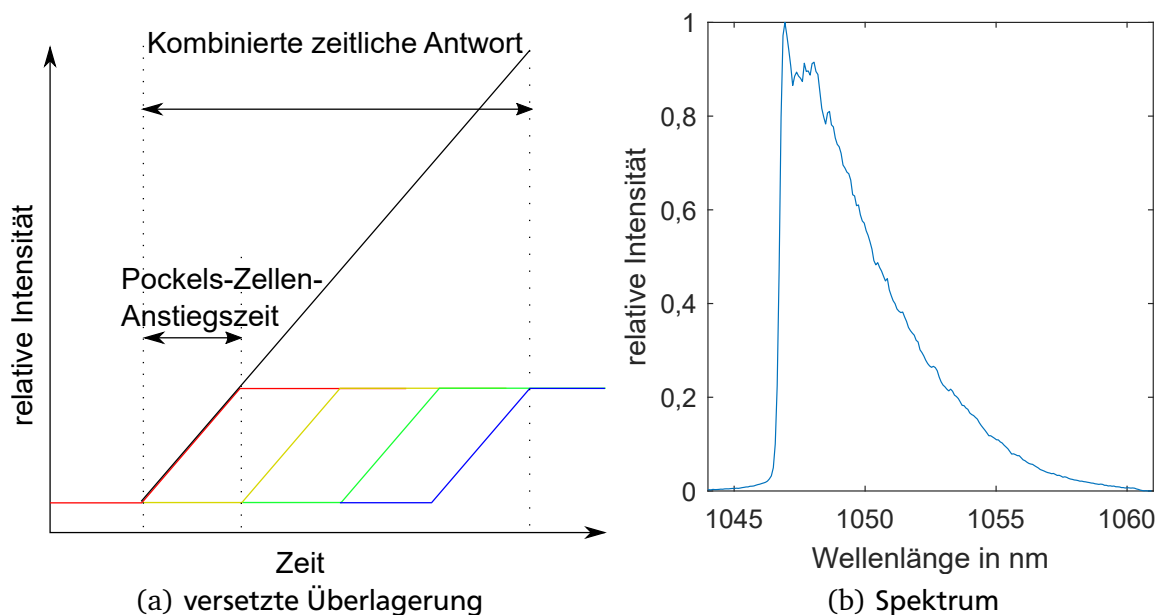


Abbildung 4.6: a) Schematische Darstellung wie der ASE-Anstieg durch den Einfluss einer Pockels-Zelle entsteht. Verschiedene Farben repräsentieren unterschiedliche Wellenlängen und schwarz das resultierende überlagerte Signal. b) Gemessenes ASE-Spektrum, welches durch den Kompressor transmittiert wird.

Am Lasersystem PHELIX wurde das Verhältnis zwischen der Signalstärke mit und ohne Abschwächung durch die Pockels-Zelle mit einer Photodiode aufgenommen und so die minimale Transmission auf $T_{min} = (6 \pm 1) \cdot 10^{-5}$ bestimmt. Die Dispersion der Kompressoren des Lasersystems beträgt -190 ps/nm [77, 85]. Das Spektrum der in den Verstärkern entstehenden ASE entspricht einer Gaußschen Verteilung um die zentrale Wellenlänge von 1046 nm mit Halbwertsbreite von 12 nm . Durch die begrenzte Größe der Optiken des genutzten Kompressors, dessen Justage auf die zentrale Wellenlänge des Pulses von 1053 nm ausgelegt ist, wird jedoch nicht das gesamte Spektrum der ASE transmittiert. Stattdessen weist das transmittierte Spektrum (gezeigt in Abbildung 4.6 (b)) eine scharfe Kante bei 1047 nm auf.

Um den Anstieg der ASE zu vermessen, wurde der Schaltzeitpunkt der entsprechenden Pockels-Zelle zeitlich so nah wie möglich an den Hauptpeak justiert. Zudem wurde die Hochkontrastoption des PHELIX Lasers [86] überbrückt, um einen deutlicheren Unterschied in der Intensität der ASE vor und nach Abschwächung durch den optischen Schalter messen zu können. Der mit dem vorgestellten optimierten Kreuz-Korrelator aufgenommene zeitliche Intensitätsverlauf ist als blaue Spur in Abbildung 4.7 gezeigt. Alle in der folgenden Beschreibung genannten Zeiten und Intensitäten sind relativ zur Intensität und zeitlichen Lage des Hauptpeaks definiert. Es ist zu sehen, dass die relative Intensität in dem Bereich größter Abschwächung durch den optischen Schalter $4,5 \cdot 10^{-12}$ beträgt. Ab einem Zeitpunkt von circa $-2,4 \text{ ns}$ steigt die Intensität langsam an. Die Steigung des Anstiegs nähert sich mit größeren Zeiten Null an, jedoch erreicht die Intensität der ASE in dieser Messung den Zustand eines Plateaus nicht. Zum Zeitpunkt des Hauptpeaks ist der Prozess der Öffnung des optischen Schalters demnach noch nicht vollständig abgeschlossen. An dieser Stelle sei angemerkt, dass der optische Schalter zeitlich um $1,2 \text{ ns}$

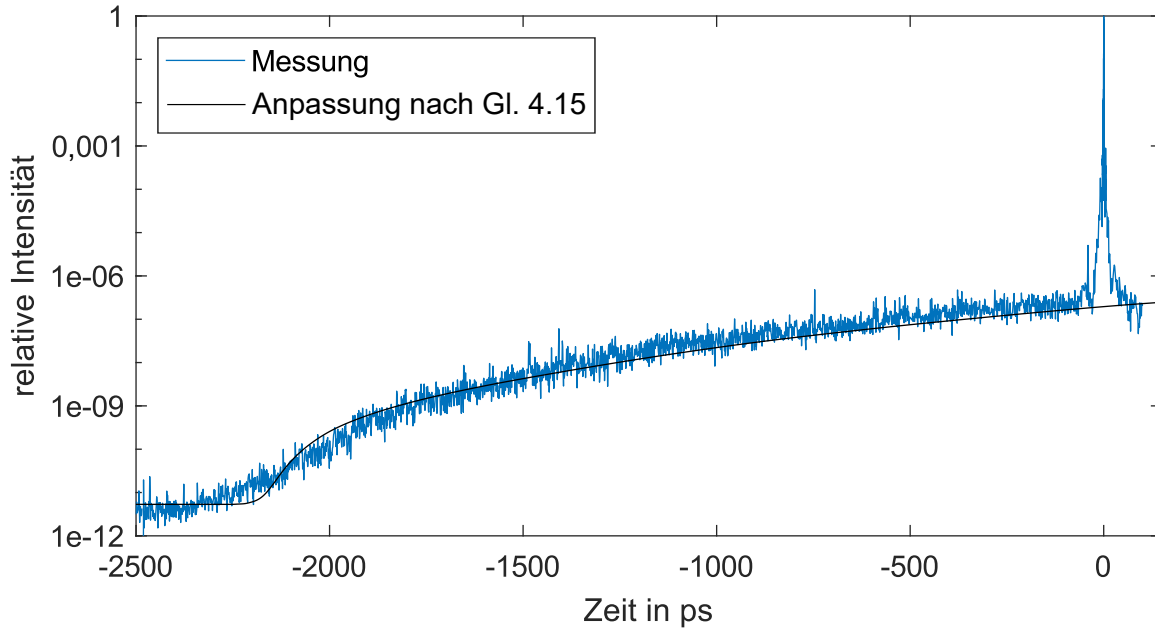


Abbildung 4.7: Dargestellt ist der aufgenommene Intensitätsverlauf des Laserpulses mit hoher ASE und sichtbarem ASE-Anstieg durch den Schaltvorgang einer Pockels-Zellen-Polarisator Kombination. An die Messung wurde eine Kurve nach Gleichung 4.15 angepasst (schwarz).

näher an den Hauptpeak justiert wurde, als dies im Normalbetrieb der Fall ist, damit der ASE-Anstieg im Messbereich des Kreuz-Korrelators liegt. Bis die Intensität auf das Maximum der ASE angesteigt, ist eine Zeit von

$$t_{\text{Anstieg,Messung}} = (2,24 \pm 0,05) \text{ ns} \quad (4.16)$$

nötig. Als maximale Intensität der ASE wurde dabei der Wert von $2,3 \cdot 10^{-7}$ angenommen, welcher unmittelbar vor dem Beginn der Anstiegsflanke des Pulses erreicht wird. Das Verhältnis der so bestimmten Grenzhintensitäten entspricht einer minimalen Transmission von $1,9 \cdot 10^{-5}$. Zwischen den gemessenen maximalen Abschwächungen durch den optischen Schalter, welche mit dem Kreuz-Korrelator und der zuvor genannten Photodiodenmessung bestimmt wurden, herrscht somit eine Diskrepanz um einen Faktor 3,2. Erklärbar ist dies zum einen damit, dass die Öffnung des optischen Schalters im Messfenster nicht vollständig stattgefunden hat und zum anderen mit dem großen spektralen Abstand der ASE zur zentralen Wellenlänge des Pulses. Die kürzesten Wellenlängen der ASE durchlaufen den kürzesten optischen Weg im Kompressor und werden damit zu früheren Zeiten gemessen. Diese Wellenlängen haben eine Differenz von 6 nm zur zentralen Wellenlänge des Pulses (1053 nm). Da der Kreuz-Korrelator für eine Phasen Anpassung der zentralen Wellenlänge optimiert ist, führt dieser spektrale Unterschied zu schlechterer Phasen Anpassungen und folglich Einbußen in der Konversionseffizienz. Dadurch werden in der Kreuz-Korrelation die frühen ASE-Signale unterschätzt.

Mit der minimalen Transmission dieser Messung und dem aufgenommenen Spektrum der ASE wurde für verschiedene Dispersionen der zeitliche Intensitätsverlauf nach Gleichung 4.15 bestimmt. Als Anstiegszeit der Transmission des optischen Schalters wurde 150 ps angenommen. Die exakte Größe dieses Wertes ist jedoch nicht von belang, da dessen Einfluss in der großen zeitlichen Dispersion unter-

geht, welche das ASE-Spektrum bei Durchlaufen des Kompressors erfährt. Die beste Übereinstimmung ergibt sich für eine Dispersion von -170 ps/nm (Abb. 4.7 schwarz), was um 10,5 % von dem erwarteten Wert von 190 ps/nm abweicht. Die Anstiegszeit dieser berechneten Kurve von einer Transmission von $1,9 \cdot 10^{-5}$ bis auf 90 % ist mit

$$t_{\text{Anstieg,Rechnung}} = 2,42 \text{ ns} \quad (4.17)$$

um 7 % länger als gemessen. Der Einfluss eines optischen Schalters in einem CPA-System lässt sich demnach mit dem hier vorgestellten Modell in erster Näherung beschreiben. Damit kann die minimal erreichbare Dauer des ASE-Plateaus eines Lasersystems in Abhängigkeit von dessen ASE-Spektrum berechnet werden. Zudem stellt die hier gezeigte Messung des ASE-Anstiegs die bisher erste Messung dieses Einflusses mit einer Auflösung im Pikosekundenbereich dar und wurde im Zuge dieser Arbeit, in Kombination mit Ergebnissen des folgenden Abschnitts, im Journal *Applied Physics B* veröffentlicht.

4.3 Experimentelle Untersuchung des Vorpulskontrasts

Da optische Schalter in dem Bereich der Laserkette positioniert sind, in welchem der Puls zeitlich gestreckt ist, können die entsprechenden Pockels-Zellen nicht beliebig kurz vor dem Hauptpuls geschaltet werden. Die zeitliche Dauer des Pulses im gestreckten Bereich beträgt – unter Annahme des im Verlauf dieser Arbeit gezeigten Pulsspektrums und der Dispersion des Streckers – mehr als eine Nanosekunde. Demzufolge kann mit optischen Schaltern nur solchen Effekten effizient begegnet werden, welche länger als diese Zeit von dem Hauptpeak entfernt sind. Es ist zu empfehlen näher an dem Hauptpeak befindliche kontrastverschlechternde Effekte, insbesondere Vorpulse, von vornherein zu eliminieren. Um der Entstehung von Vorpulsen vorbeugen zu können, müssen diese charakterisiert und ihr Ursprung identifiziert werden. Hierfür wurde der zeitliche Pulsverlauf des PHELIX Lasersystems mit dem vorgestellten optimierten Kreuz-Korrelator vermessen.

Bei dieser Messung (blaue Kurve in Abbildung 4.8) wurden mehr als 20 Vorpulse identifiziert, welche über den gesamten zeitlichen Messbereich verteilt sind. Drei dieser Vorpulse übersteigen den kritischen Schwellwert einer relativen Intensität von 10^{-9} , wonach davon auszugehen ist, dass deren Intensität in Experimenten ausreicht, um verwendetes Targetmaterial zu ionisieren [24].

Indem sukzessiv Teile der durchlaufenen optischen Komponenten überbrückt und die Vorpulse auf Veränderungen überprüft wurden, konnte der Ursprung der beobachteten Vorpulse näher eingegrenzt werden. Der schematische Aufbau der Verstärkerkette ist in Abbildung 4.8 (oben) gezeigt und beinhaltet zwei regenerative Verstärker, welche sich jeweils unabhängig voneinander überbrücken lassen. Eine Messung, bei welcher der ringförmige regenerative Verstärker überbrückt wurde, zeigte keine Veränderung zu der vorangegangenen Messung des gesamten Frontends. Ein Überbrücken des linearen regenerativen Verstärkers hingegen führte zu einer Messung, in welcher sieben der Vorpulse – insbesondere die drei höchsten – fehlten (Abbildung 4.8 rote Kurve). Damit ist gezeigt, dass deren Ursprünge in der Kavität des linearen regenerativen Verstärkers liegen müssen.

An dieser Stelle sei angemerkt, dass bei der Überbrückung eines Verstärkers die Pumpenergie und Umlaufdauer des verbliebenen regenerativen Verstärkers immens erhöht werden musste, um ausreichend Pulsenergie für eine Messung zu erreichen. Die Verstärkung in der Kavität erreichte hierbei kei-

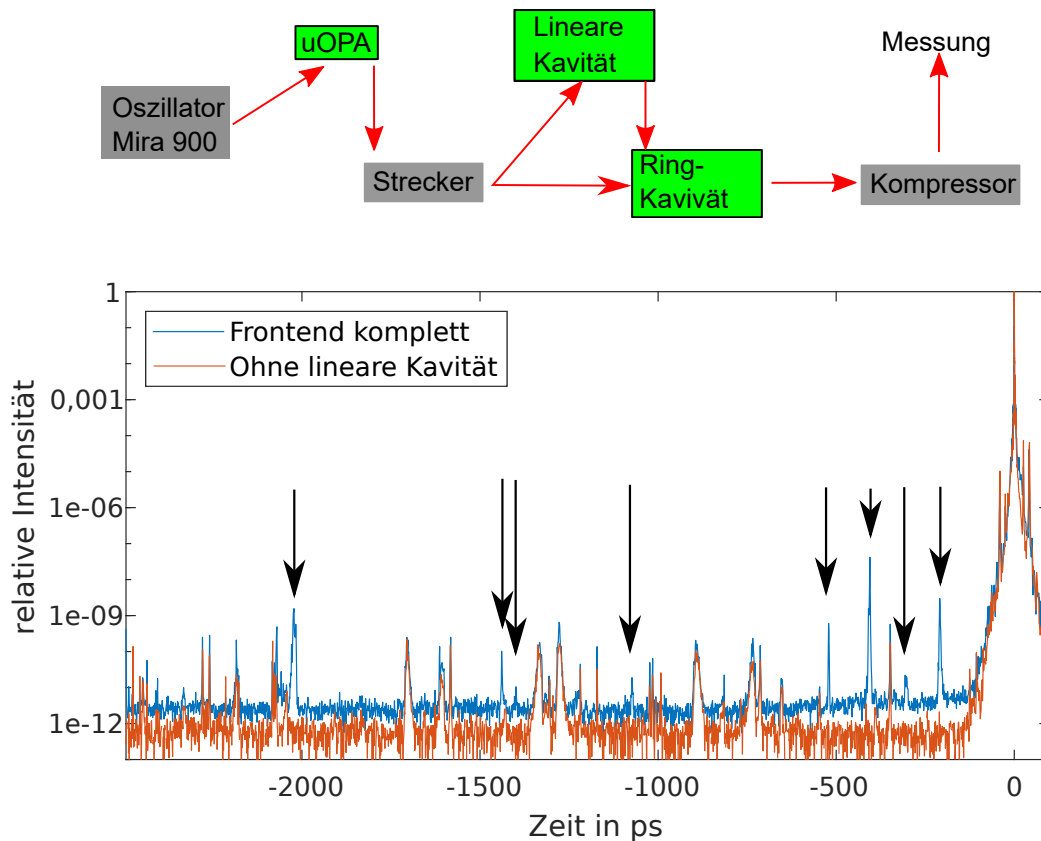


Abbildung 4.8: Oben: Schematische Darstellung der verwendeten Komponenten des PHELIX Frontends. Rot stellt die möglichen Strahlengänge dar. Die grünen Kästen kennzeichnen die Verstärker – einen ultraschnellen optisch parametrischen Verstärker (uOPA) sowie zwei als regenerative Verstärker betriebene Kavitäten. Der zuerst vom Puls durchlaufene in linearer, der hintere in ringförmiger Konfiguration. Unten gezeigt sind die Messdaten von Kreuz-Korrelationen des zeitlichen Laserpulsprofils nach dem Frontend, jeweils nach Passage des gesamten Frontends (blau) und mit überbrücktem linearen regenerativen Verstärker (rot). Schwarze Pfeile deuten auf die verschwundenen Nebenpulse.

ne Sättigung mehr. Im Normalbetrieb führt die Sättigung dieser Kavität dazu, dass Schwankungen der Eingangsenergie abgeschwächt werden und das Gesamtsystem stabilisiert wird. Die Konfiguration mit überbrücktem linearen regenerativen Verstärker, welche der präsentierten Messung zu Grunde lag, führte daher zu starken Schwankungen der Energie im Bereich einer Größenordnung. Auch unter Beachtung dieser Unsicherheit ist das Fehlen der Vorpulse jedoch eindeutig.

Die zeitliche Lage der in der linearen Kavität hervorgerufenen Vorpulse relativ zum Hauptpeak wurde durch Multiplikation mit der Vakuumlichtgeschwindigkeit in einen optischen Gangunterschied umgerechnet (siehe Tabelle 4.2). Durch Vergleichen der Gangunterschiede mit den Maßen und Abständen der Optiken in der linearen Kavität, lassen sich Quellen der Nebenpulse identifizieren. Dabei ist zu beachten, dass auch Nachpulse durch nichtlineare Effekte Vorpulse erzeugen können [72]. Es ist also lediglich der Betrag möglicher generierter optischer Wegunterschiede von belang. Ob es sich dabei um eine Verkürzung oder Verlängerung desselben handelt ist irrelevant. Die gemessenen Positionen der Optiken zueinander sind in Abbildung 4.9 dargestellt.

Verzögerung in ps	2024±1	1439±1	1399±3	1073±1	521±1	405±2	306±2	209±1
Weglänge in mm	607±0,3	431±0,3	419±0,9	322±0,3	156±0,6	121±0,3	92±0,6	63±0,3

Tabelle 4.2: Zeitliche Position der Vorpulse mit identifiziertem Ursprung im linearen regenerativen Verstärker. Jeweils darunter die korrespondierende optische Weglänge von Licht.

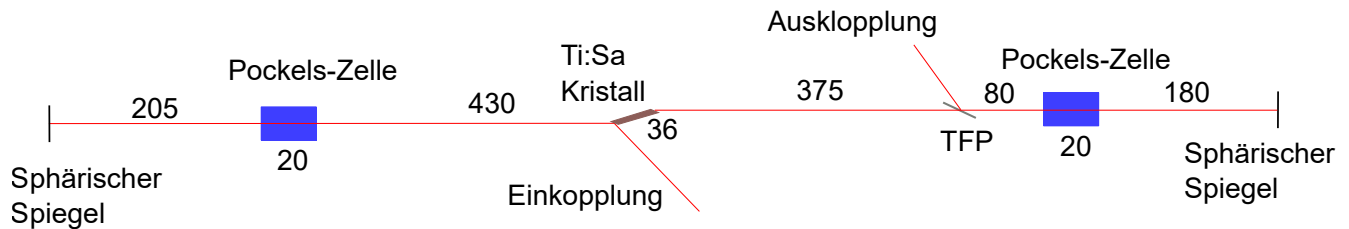


Abbildung 4.9: Schematische Darstellung der Kavität des linearen regenerativen Verstärkers. Als rote Linie gezeigt ist der Strahlengang des umlaufenden Strahls. Die schwarzen Zahlen beschreiben die Abstände zwischen zwei benachbarten Oberflächen in Millimetern, für jeden Wert wird eine Unsicherheit von 2 mm angenommen. Der eingehende Puls ist so polarisiert, dass er an der Oberfläche des Titan-Saphir Kristalls reflektiert wird. Die Polarisation wird in der linken Pockels-Zelle um 90° gedreht und so eingekoppelt. Ausgekoppelt wird der Strahl aus der Kavität über Polarisationsdrehung der rechten Pockels-Zelle und anschließender Reflexion an dem Dünnschichtpolarisator (TFP – Thin Film Polarizer).

Die Kristalle der verwendeten Pockels-Zellen bestehen aus Kaliumdihydrogenphosphat (KDP) mit einem Brechungsindex von $n = 1.4941$ für die zentrale Wellenlänge [87], wodurch sich für diese im einfachen Durchgang eine optische Weglänge von $(29,9 \pm 0,2)$ mm ergibt. Im Rahmen der Messunsicherheit lässt sich der Vorpuls bei 209 ps einem zusätzlichen doppelten Durchlauf und der Vorpuls bei 405 ps einem vierfachen zusätzlichen Durchlauf durch den Kristall einer der Pockels-Zellen zuordnen. Die Kanten der Kristalle in den verwendeten Pockels-Zellen sind planparallel geschnitten. Darum lassen sich zusätzliche Durchläufe dadurch erklären, dass ein Teil des Pulses beim Austritt aus dem Kristall reflektiert wird, durch den Kristall propagiert und an der Vorderseite erneut Reflexion auftritt. Weitere Übereinstimmungen der Position beobachteter Vorpulse mit der gemessenen Geometrie der Kavität sind nicht zu erkennen. Welche Oberflächen miteinander interagierend diese Nebenpulse erzeugen, ist demnach unbekannt.

Um der identifizierten Ursache von Reflexen an den Oberflächen der Pockels-Zellen zu begegnen, wurden die vorhandenen Pockels-Zellen gegen solche mit Kristallen trapezoidischer Geometrie ausgetauscht. Die Grenzflächen der Kristalle dieser ausgetauschten Pockels-Zellen weisen einen Winkel von 1° zueinander auf, wodurch kein interner, richtungserhaltender Reflex mehr auftreten kann. Eine Messung des so modifizierten Systems ist als rote Spur in Abbildung 4.10 gezeigt und weist ein Fehlen der Pulse mit den zeitlichen Abständen von 209 ps, 405 ps und 521 ps auf. Der Ursprung dieser Pulse ist somit eindeutig auf die zuvor verwendeten Pockels-Zellen zurückzuführen. Die zeitliche Position des dritten genannten Vorpulses passt zu einem fünffachen zusätzlichen Durchgang durch eine Pockels-Zelle. Geometrisch ist es jedoch nicht möglich, dass ein Puls eine ungerade Anzahl zusätzlicher Passagen durch Pockels-Zellen durchläuft und anschließend ausgekoppelt wird.

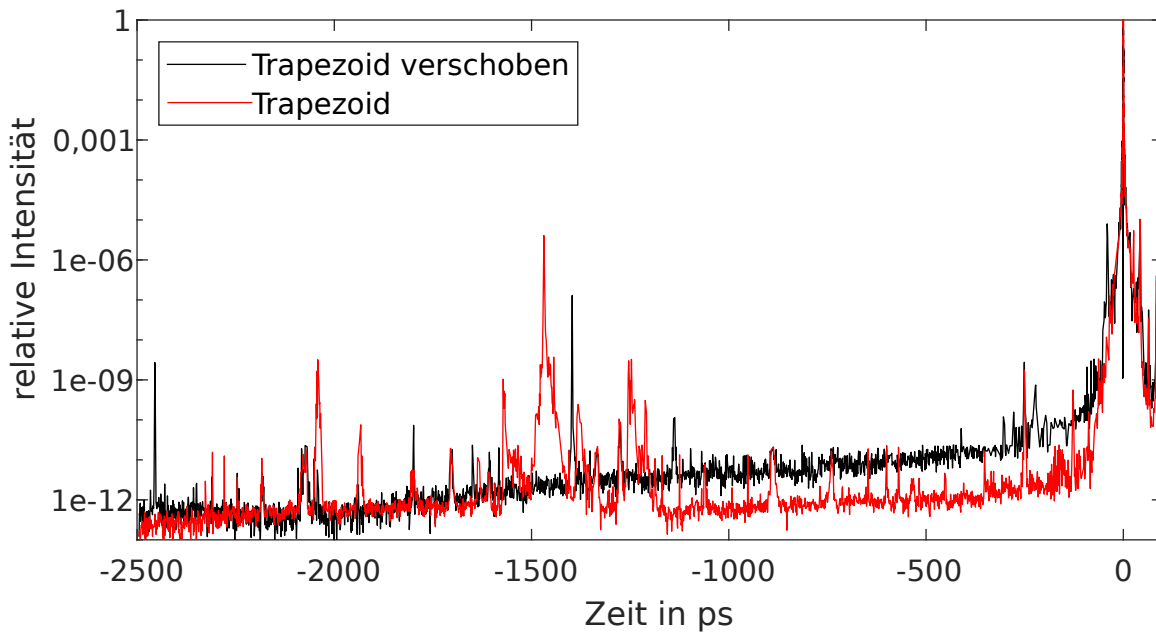
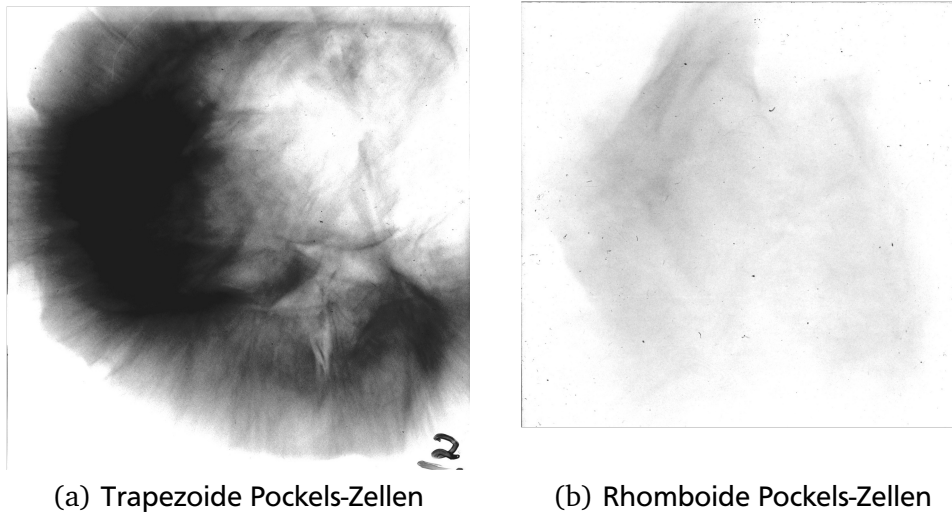


Abbildung 4.10: Messung des Systems nach Wechsel auf eine Pockels-Zelle mit trapezoidischer Form vor (rot) und nach (schwarz) einem räumlichen Versatz. Die in schwarz gezeigte Messung war zwischenzeitlich Konfiguration für Experimentkampagnen.

Eine Weitere Beobachtung in dieser Messung ist das Auftreten neuer, teils sehr intensiver Vorpulse. Markant ist ein Vorpuls bei (-1469 ± 1) ps, welcher mindestens eine relative Intensität von $4 \cdot 10^{-6}$ aufweist. Die zeitliche Position entspricht einem optischen Wegunterschied zum Hauptpeak von circa 44 cm und ist somit durch keinen Abstand von Optiken innerhalb der Kavität zu erklären. Da dieser Vorpuls erst nach Tausch der Pockels-Zellen auftrat, ist bekannt, dass eine der interagierenden Oberflächen eine der Pockels-Zellen sein muss. Um die Ursache näher einzugrenzen, wurde die zur Auskopplung genutzte Pockels-Zelle um (2 ± 1) cm entlang der Achse der Kavität verschoben. Somit ist eine zeitlicher Versatz von (67 ± 33) ps zu erwarten, wenn ein Reflex an der verschobenen Pockels-Zelle Ursache des Nebenspulses ist. Die im Anschluss durchgeführte Messung ist in Abbildung 4.10 in schwarz aufgetragen und zeigt ein Fehlen dieses markanten und drei weiterer deutlicher Vorpulse. Damit ist bewiesen, dass ein Reflex zwischen dieser Pockels-Zelle und weiteren, unbekannten Oberflächen die gezeigten Vorpulse generierte. In Messungen nach weiteren Justagen, mit dem Ziel die zweite interagierende Oberfläche zu bestimmen, konnte keiner der zuvor beobachteten Vorpulse reproduziert werden. Es ist anzunehmen, dass es sich um ein sehr justageanfälliges Phänomen, etwa einen Mehrfachreflex an verschiedenen Oberflächen von Optiken, handelt.

Es hat sich gezeigt, dass die Annahme von Reflexen an planparallelen Oberflächen allein nicht zur Erklärung von Nebenspulsen ausreicht und noch weitere, bislang unbekannte Phänomene auftreten müssen. Das tiefgehende Verständnis der möglichen Ursprünge von Vorpulsen bleibt eine Herausforderung, was die Wichtigkeit der Charakterisierung von Vorpulsen im Nanosekundenbereich, also bis zur Schaltzeit optischer Schalter, deutlich macht.

Die Messung des schlussendlich resultierenden Pulsprofils (Abb. 4.10 in schwarz) weist weiterhin keine Nebenspulse bei den Positionen 209 ps, 405 ps und 521 ps auf, jedoch je einen bei -1397 ps und



(a) Trapezoide Pockels-Zellen

(b) Rhomboide Pockels-Zellen

Abbildung 4.11: Mit radiochromatischen Filmen aufgenommene räumliche Ionenstrahlprofile von Protonen einer Energie von 29 MeV, gemessen während einer Experimentkampagne am PHELIX Lasersystem. Links: Verwendung von trapezoiden Pockels-Zellen (Pulsprofil nach Abb. 4.10 (schwarz)). Rechts: Verwendung von rhomboidischen Pockels-Zellen (Pulsprofil nach Abb. 4.3). Als Target wurde in beiden Fällen Polymerfolie der Dicke 10 μm verwendet. Die Laserpulsenergie betrug 162 J (a) und 130 J (b) [88].

–2455 ps mit Intensitäten von $1,3 \cdot 10^{-7}$ und $2,7 \cdot 10^{-7}$ relativ zum Hauptpeak. Die beiden herausragenden Vorpulse wurden zu diesem Zeitpunkt als weniger schädlich angenommen, als die drei beseitigten.

In dieser Messung ist ein Ansteigen des gemessenen ASE-Plateaus zu beobachten. Hierfür sind mehrere Ursachen möglich. Zum Ersten ein allmähliches Anwachsen der Ausgangsenergie des Frontends über die Dauer der Messung. Zum Zweiten, dass der optische Schalter zeitlich zu nah an dem Hauptpeak justiert war, wodurch im Bereich der Messung noch nicht die volle Transmission erreicht wurde. Zum Dritten ein kleiner Winkel in dem Kreuz-Korrelator zwischen Bewegungsachse des Verschiebetisches und der Propagationsrichtung des Strahls in der Verzögerungsstrecke. Erste und letzte Möglichkeit bedeuten für die Messung, dass die Intensität der Nebenpulse um den Faktor, mit dem das ASE-Level zu entfernten Zeiten im Verhältnis zu dessen Intensität um den Hauptpeak abfällt, zu niedrig angenommen wurde. Handelt es sich um einen Einfluss des optischen Schalters, ist die Höhe der gemessenen Intensitäten korrekt. Eine vergleichende Abschätzung der Wahrscheinlichkeit der verschiedenen Erklärungen ist im Nachgang nicht möglich.

Die Konfiguration, welche diesem zeitlichen Pulsprofil zu Grunde liegt, wurde in zwei aufeinander folgenden Experimentkampagnen verwendet. In beiden dieser Experimentkampagnen wurde der Laserpuls auf Polymer- oder Metallfolien fokussiert, um über den TNSA Mechanismus [30, 31] Ionen zu beschleunigen. Die Anzahl und Energie der beschleunigten Ionen blieb deutlich hinter den Erwartungen aus früheren Experimentkampagnen [4] zurück. Bei Verwendung von Targets mit Dicken im Bereich einiger Mikrometer, war eine Ringstruktur in dem räumlichen Profil der Ionen zu sehen. Abbildung 4.11 (a) zeigt eine solche Struktur, aufgenommen mit einem radiochromatischen Film, welcher aus einem Polymer besteht, dass sich durch Energiedeposition eintreffender geladener Teilchenstrahlen

verfärbt [89]. Räumliche Strahlprobleme, etwa eine schlechte Qualität des Laserfokus oder Justagefehler, wurden überprüft und ausgeschlossen. Des Weiteren traten ähnliche Strukturen der Ionenstrahlen in beiden Experimentkampagnen auf, was auf die beschriebenen Vorpulse als Ursache hinwies. Der vorgenommene Wechsel der Pockels-Zellen wurde darum während der zweiten Experimentkampagne rückgängig gemacht. Anschließend entsprachen die gemessenen Ionenenergien und räumliche Verteilungen den ursprünglichen Erwartungen. Beispielhaft ist in Abbildung 4.11 (b) die Aufnahme eines radiochromatischen Films nach Rückbau der Pockels-Zellen gezeigt. Eine Ringstruktur ist dort nicht zu sehen. Um das Ionenstrahlprofil besser erkennen zu können, wurden die Aufnahmen der radiochromatischen Filme in Graustufen umgewandelt und der Kontrast angepasst.

Die Vorgestellten Messungen zeigen, dass Vorpulse gravierende Einflüsse auf durchgeführte Laser-Plasma-Experimente haben können und diese Einflüsse schwer aus der Intensität und der zeitlichen Lage der Vorpulse abzuschätzen sind. Darum ist es wichtig das zeitliche Pulsprofil auf Vorpulse im Bereich von Pikosekunden, aber auch über mehrere Nanosekunden zu untersuchen. Es wurde gezeigt, dass Vorpulse auch mit zeitlichen Abständen entstehen können, welche nicht durch Mehrfachreflexe innerhalb einer Optik erklärt werden können. Um weit entfernte Vorpulse charakterisieren zu können, ist es nötig über einen zeitlichen Messbereich von Nanosekunden das Vermögen zu haben einen großen dynamischen Intensitätsbereich aufzulösen. Nur durch den in dieser Ausarbeitung vorgestellten Kreuz-Korrelator werden diese Anforderungen derzeit erfüllt.

Mit dem Kreuz-Korrelator konnte des Weiteren eine Charakterisierung des zeitlichen Pulsprofils unter Berücksichtigung des gesamten optischen Systems durchgeführt werden. Hierfür wurde der Kreuz-Korrelator in der Targetkammer des Experimentierbereichs im Gebäude des Lasersystems PHELIX platziert und der Laserpuls nach Propagation durch die gesamte Verstärkerkette vermessen. Diese Messung ist in Abbildung 4.12 (rot) dargestellt und weist, verglichen mit einer Messung nach dem Ausgang des Frontends, einen zusätzlichen Vorpuls auf. Dieser hat einen zeitlichen Abstand von (416 ± 1) ps zum Hauptpeak. Die Verstärkerkette nach dem Frontend gliedert sich in einen Stabverstärker und einen Scheibenverstärker, jeweils mit einem Verstärkungsfaktor im Bereich von 50. Eine Messung nach Überbrückung des Stabverstärkers wurde durchgeführt (Abb. 4.12 blau) und weist keinen Vorpuls bei 416 ps auf, womit die Ursache dieses Nebenpulses auf eine Optik innerhalb des Stabverstärkers zurückzuführen ist. Die zeitliche Position stimmt mit einem zusätzlichen Doppelpass durch einen Faraday Isolator des Stabverstärkersystems überein, welcher eine optische Weglänge von 60 mm aufweist [90]. In einem Faraday Isolator wird die Polarisierung eines propagierenden Laserstrahls durch den Faraday Effekt um 45° gedreht [91]. Solche Optiken werden im Doppelpass und in Kombination mit einem Polarisator als kombiniertes optisches Element betrieben, welches nur in eine Richtung transmittiv ist. Die Polarisationsrichtung von Licht, welches an nachfolgenden Elementen rückreflektiert wurde und erneut auf das optische Element trifft, wird in einem solchen Faraday Isolator um weitere 90° gedreht und an polarisationsempfindlichen Elementen aus dem System ausgekoppelt. Somit wird verhindert, dass energiereiche Teilpuls in falscher Richtung durch das System propagieren und ungewollt in Verstärker einkoppeln. Damit sind solche Elemente unerlässlich für den Maschinenschutz. Im perfekten Fall wird ein Nebenpuls, welcher einen zusätzlichen Doppelpass durch einen Faraday Isolator durchläuft, also senkrecht zu dem Hauptpuls polarisiert sein und in der folgenden polarisationsabhängigen Optik ausgekoppelt. Depolarisationseffekte und Justageungenauigkeiten können jedoch dazu führen, dass solche mehrfach

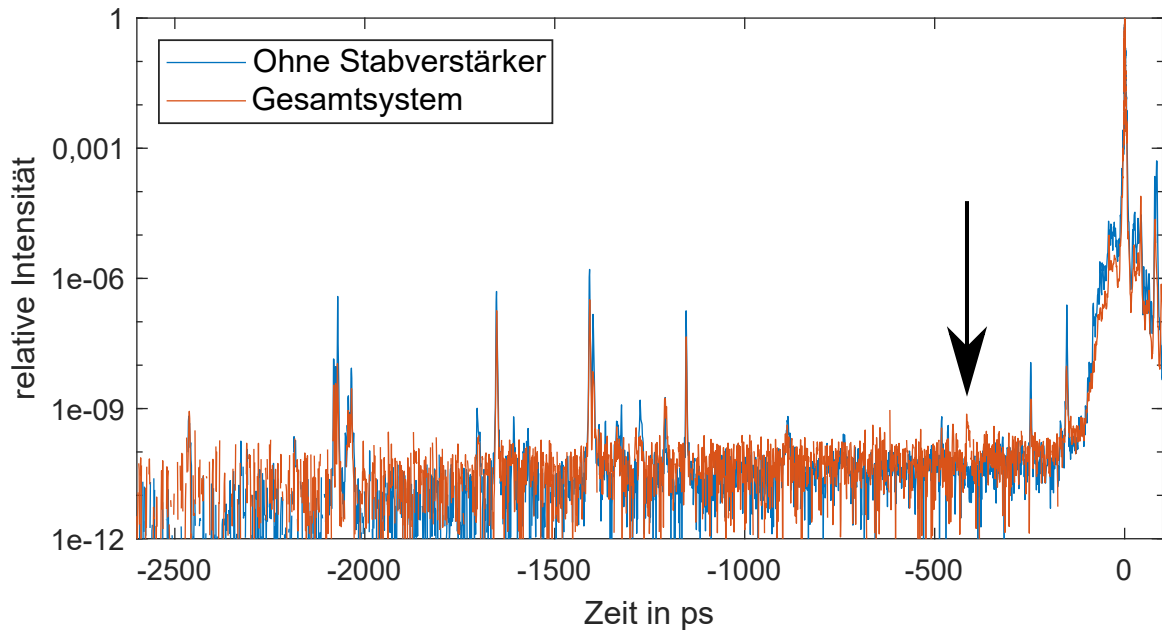


Abbildung 4.12: Mit dem optimierten Kreuz-Korrelator aufgenommene Pulsprofile des PHELIX Lasersystems, gemessen in der Targetkammer für hochintensive Laser-Plasma-Experimente. Verglichen werden eine Messung, in welcher der Laserpuls alle Verstärker des Lasersystems durchlaufen hat (rot) und eine Messung, bei welcher der Vorverstärker des Systems, basierend auf Nd:Glass Stäben, überbrückt wurde (blau). Der schwarze Pfeil deutet auf einen Vorpuls, welcher nur in der roten Spur zu erkennen ist.

reflektierten Nebentpulse auch Komponenten in der Polarisationssebene des Hauptpulses aufweisen. In Faraday Isolatoren generierten Nebentpulse werden folglich deutlich abgeschwächt, Anteile können jedoch weiter ins System transmittiert werden.

Die relative Intensität des gemessenen Vorpulses von $7,4 \cdot 10^{-10}$ ist mit der Transmission aufgrund von Depolarisationseffekten in dem Faraday Isolator vereinbar, weswegen dieser als Ursache des beobachteten Vorpulses betrachtet wird. Um dies zu validieren müsste der vorhandene Faraday Isolator gegen ein Alternativmodell mit einem Kristall getauscht werden, welcher keine planparallelen Oberflächen aufweist. Da die Intensität des festgestellten Vorpulses jedoch sehr gering ist, sind die Ausgaben, welche für ein Ersatzteil dieser Größe nötig wären, nicht gerechtfertigt. Folglich erfolgte keine weitere Verbesserung dieses expliziten Vorpulses, obwohl seine Ursache identifiziert ist.

4.4 Vergleich der berechneten und gemessenen Anstiegsflanken

In allen gezeigten Messungen ist die Anstiegsflanke des Laserpulses zu sehen, welche sich über mehr als einhundert Pikosekunden erstreckt. Die hier gemessene Anstiegsflanke wurde verglichen mit einem berechneten zeitlichen Pulsprofil, welches mit dem in Kapitel 3 vorgestellten Algorithmus simuliert wurde. Die beste Übereinstimmung eines berechneten zeitlichen Pulsprofils mit den gemessenen Daten (nach dem Frontend) ergibt sich unter der Annahme der im Folgenden genannter Parameter.

Die Gitter und der Spiegel in der Fourier-Ebene des Teleskops sind von Oberflächenstrukturdeformationen betroffen, deren Verlauf um einen Faktor 300 größer ist, als nach der Referenzmessung einer

spektralen Leistungsdichte [78] bestimmt. In der Berechnung wurde des Weiteren ein Raumfrequenzfilter mit einem Akzeptanzwinkel von 2,2 mrad angenommen, wodurch das Spektrum deutliche Modulationen erfährt. In Abbildung 4.13 (a) ist das gemessene Pulsprofil mit dem berechneten Pulsprofil verglichen. In Abbildung 4.13 (b) ist das Spektrum des berechneten Pulses, inklusive der spektralen Phase, aufgetragen. Es sei angemerkt, dass diese Anpassung nur eine mögliche Lösung darstellt. Die Annahme einer stärker modulierten Oberflächenstruktur kombiniert mit einem kleineren Akzeptanzwinkel kann in einem ähnlichen Pulsverlauf resultieren.

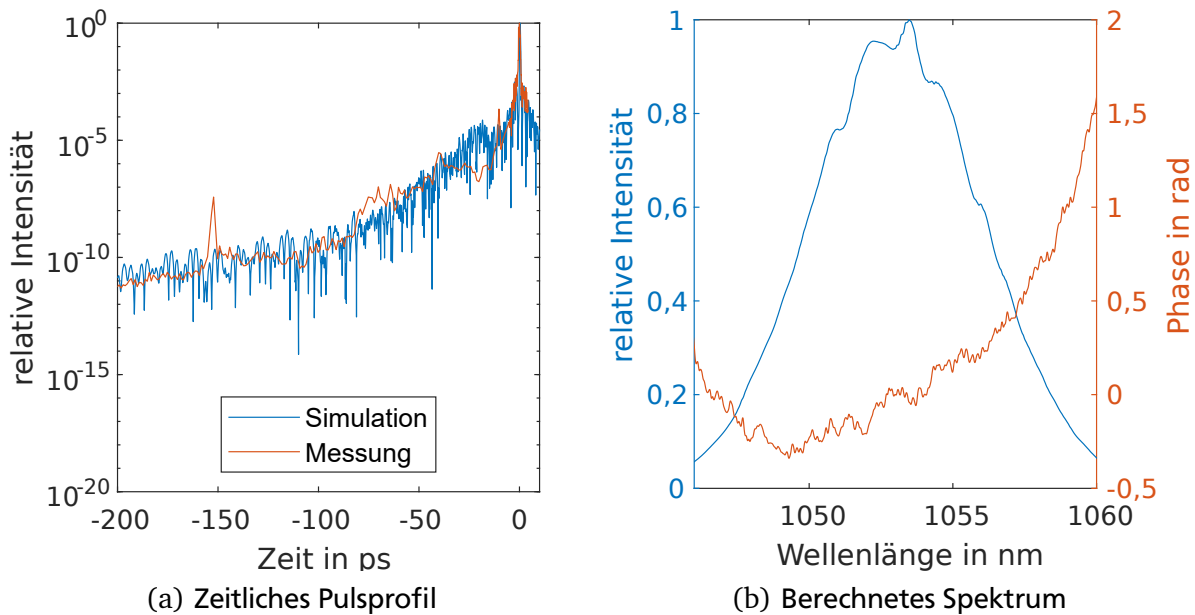


Abbildung 4.13: a) Dargestellt ist der gemessene Verlauf der Anstiegsflanke des Laserpulses (rot) im Vergleich zu dem angepassten berechneten Pulsprofil (blau). Für die Rechnung mit bester Übereinstimmung wurde eine Oberflächenstruktur mit 300-facher Amplitude und ein Akzeptanzwinkel von 2,2 mrad angenommen. b) Das berechneten Spektren des in (a) gezeigten simulierten Pulsprofils.

Sowohl die bestimmte Intensitätsmodulation, als auch die Variation der Phase des berechneten Pulses, sind stark genug ausgeprägt, um mit phasenauflösenden Pulsmessgeräten aufgenommen werden zu können. Zwei solcher Geräte, wie sie in Kapitel 2.3 eingeführt wurden, sind an dem Lasersystem PHELIX vorhanden. Zum einen das kommerzielle Produkt Wizzler, zum anderen ein an dem Lasersystem gebauter FROG [92]. Mit diesen wurde das Spektrum des Laserpulses an der gleichen Stelle vermessen, an welcher die hier gezeigte Pulsverlaufsmessung mit dem Kreuz-Korrelator durchgeführt wurde. Der Laserpuls ist von Puls-zu-Puls Schwankungen betroffen, welche nicht nur die Energie betreffen, sondern auch das Spektrum. Um bessere Aussagen treffen zu können, wurden mit dem Gerät Wizzler zwölf Messungen aufgenommen und sechs Messungen mit dem hauseigenen FROG. Mit dem zweiten Gerät ist die Anzahl der Messungen geringer, weil bei diesem die Auswertung der Daten auf einem mathematischen Rekonstruktionsalgorithmus basiert und darum länger dauert, als es bei Wizzler der Fall ist. Die aufgenommenen Daten wurden über die jeweiligen Messungen gemittelt und sind in Abbildung 4.14, zusammen mit dem Spektrum des simulierten Pulses, aufgetragen. Die großen Fehlerbalken der gezeig-

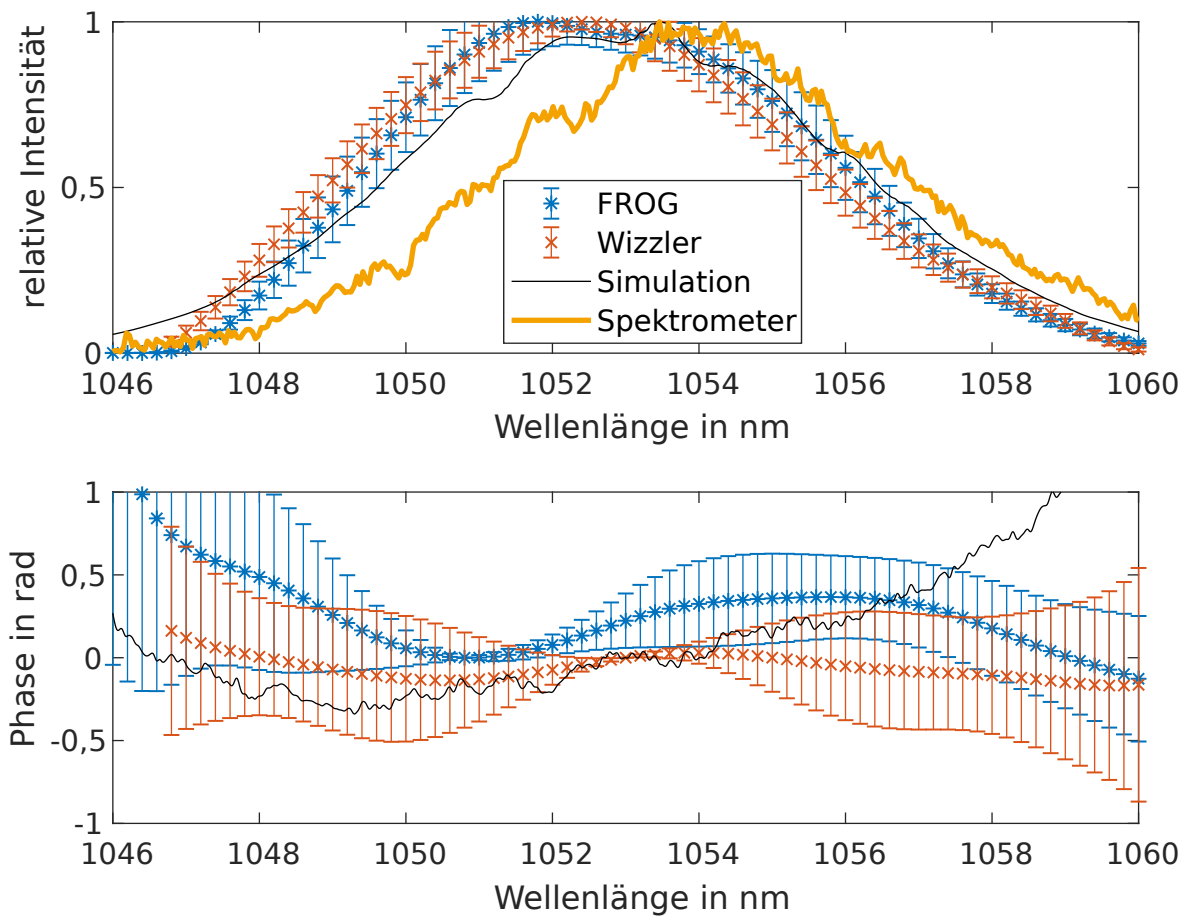


Abbildung 4.14: Gegenüberstellung des Spektrums (oben) und der spektralen Phase (unten) der berechneten, an den zeitlichen Pulsverlauf angepassten Simulation (schwarz) mit den mit Wizzler (rot) und FROG (blau) phasen aufgelöst gemessenen Spektren. Dazu aufgetragen ein an einem anderen Tag am Ausgang des Frontends mit einem Spektrometer gemessenes Spektrum (gelb).

ten Messungen sind den genannten Schwankungen geschuldet. Um die Intensitätsmodulationen genauer vergleichen zu können, wurde zusätzlich mit einem Spektrometer, welches eine genauere Auflösung hat als FROG und Wizzler, das Spektrum des Pulses am Ausgang des Frontends gemessen. Zwischen den Messungen mit dem Spektrometer und der übrigen Geräte wurde eine Kavität des Frontends nachjustiert, weswegen in der Abbildung ein Versatz der zentralen Wellenlänge zu sehen ist.

Die simulierte Intensitätsmodulation stimmt mit den gemessenen spektralen Intensitäten überein. Abgesehen von dem Randbereich (Wellenlängen größer als 1057 nm) liegt auch die simulierte spektrale Phase im Bereich der Messunsicherheit. In beiden Messungen zu sehen, in der Simulation jedoch nicht abgebildet, ist eine langsame Modulation der spektralen Phase mit einer Raumfrequenz von circa $1/10 \text{ nm}^{-1}$. Wie in Kapitel 3 beschrieben, beeinflusst die Justage von Streckern und Kompressoren auch die spektrale Phase dritter Ordnung. Es ist daher anzunehmen, dass für diese langsame Modulation Justageungenauigkeiten des Streckers und/oder Kompressors verantwortlich sind, welche in der Simulation nicht angenommen wurden. Die simulierte spektrale Phase weist eine hochfrequente Modulation auf,

welche von den Messungen nicht widergespiegelt wird. Im Bereich der zentralen Wellenlänge ist die Modulation dominiert von einer Schwingung mit einer Periodendauer von $(0,13 \pm 0,02)$ nm. Es ist denkbar, dass solche Modulationen in der Messung vorkommen, jedoch das Auflösungsvermögen der Messgeräte übersteigen und darum nicht aufgenommen werden. Ein Vergleich der simulierten Intensität mit der Messung durch ein Spektrometer zeigt, dass dort die Messung eine Modulation höherer Frequenz, mit einer Periodendauer von $(0,12 \pm 0,2)$ nm, aufweist. Dies stimmt mit der zuvor genannten Frequenz der Modulation der simulierten spektralen Intensität und Phase überein. Insgesamt ist zu sehen, dass die Amplitude der Modulationen der spektralen Intensität von Messung und Simulation miteinander übereinstimmen.

In der Simulation wird ein gefalteter Martinez-Strecker angenommen, bei welchem alle Optiken von identischer Güte sind. Der reale Strecker hingegen ist ein Banks-Typ, folglich trifft der räumlich chromatisch aufgespaltene Strahl in diesem auf mehr Optiken. Zudem ist anzunehmen, dass nicht alle Optiken identische Oberflächenstrukturdeformationen aufweisen und die Gitter von schlechterer Oberflächenqualität sind, als die Spiegel. All dies führt zu Unterschieden zwischen Messung und Simulation.

Insgesamt lässt sich die gezeigte Übereinstimmung nicht als belastbare Stütze einer umfassenden Validierung des in Kapitel 3 vorgestellten Algorithmus' verwenden. Jedoch wird damit der präsentierte Algorithmus als verlässliches Mittel bestätigt, um in guter Näherung die Phänomenologie von Störeffekten eines CPA-Systems modellieren zu können.

5 Anwendung der Ergebnisse auf zukünftige CPA Systeme

In dieser Ausarbeitung wurden sowohl Untersuchungen der Ursache von der Verschlechterung des zeitlichen Kontrasts, als auch Methoden zur besseren Vermessung des zeitlichen Intensitätsverlaufs gezeigt. An dieser Stelle soll beschrieben werden, wie die hier gewonnenen Erkenntnisse und erarbeiteten Vorgehensweisen in aktuellen und zukünftigen Lasersystemen Anwendung finden können.

In Kapitel 3 wurden Berechnungen vorgestellt, welche den Einfluss von Rauscheffekten im Strecker eines Kurzpulslasersystems auf den zeitlichen Verlauf des Laserpulses untersuchen. Diese Berechnungen sind allgemeingültig und somit anwendbar auf alle Systeme, die nach dem Prinzip der Verstärkung zeitlich gestreckter Pulse (dem CPA-Prinzip) arbeiten. Die gezeigten Rechnungen sind als Abschätzung des bestmöglichen Kontrasts zu betrachten, da dort sowohl für die Verteilung von Staub und Defekten der Oberfläche, als auch für die Genauigkeit der Oberflächenbeschaffenheit jeweils die Ergebnisse von Messungen sehr guter Optiken angenommen wurden. Im Allgemeinen wird der Kontrast eines realen Systems schlechter sein.

Zusammenhängend mit der verwendeten Beschreibung der spektralen Leistungsdichte, wird eine Grenze der verwendeten Simulation aus Abbildung 4.14 des vorangegangenen Kapitels ersichtlich. Dort wurde das Spektrum einer Simulation phasenaufgelöst mit Messungen verglichen und ein Unterschied in der Frequenz der Modulationen des Spektrums festgestellt. Zwei mögliche Erklärungen sind dafür denkbar. Zum einen ist die Messung der spektralen Leistungsdichte (Abb. 3.7) nur in einem begrenzten Raumfrequenzbereich definiert. Es ist wahrscheinlich, dass eine Implementierung von noch höheren Raumfrequenzen einen Einfluss auf die daraus resultierenden Modulationen hat. Im Rahmen dieser Ausarbeitung war dies nicht möglich, da die Grenzen der als Referenz genutzten Messung bereits einbezogen wurden und eine Extrapolation der Messung keine belastbare Grundlage hätte. Zum zweiten ist die Umsetzung der spektralen Leistungsdichte in dem Berechnungsalgorithmus diskretisiert, was numerisch bedingt ist. Die dafür genutzte Auflösung hat einen Einfluss auf die Form der reproduzierten Oberflächenstruktur (vgl. Gl. 3.17). Für eine exaktere Beschreibung der spektralen Phase müsste eine feinere Auflösung gewählt werden, was sich allerdings negativ auf die für die Rechnung benötigte Zeit und Hardwareressourcen auswirkt.

Die im Rahmen dieser Ausarbeitung gezeigten Berechnungen von zeitlichen Pulsverläufen zeigen, dass der zeitliche Kontrast eines Laserpulses von einer Mischung von Effekten dominiert wird, welche auf Optiken im Nah- und Fernfeld Störungen in die Propagationsrichtung und Phase von Strahlen einbringen. Aufgrund von räumlicher Mittelung skaliert der Einfluss der jeweiligen Optik dabei antiproportional mit der Fläche des Strahls auf dieser Optik. Folglich wird ein besserer zeitlicher Kontrast erreicht, wenn der Strahl auf allen Optiken eine möglichst große Fläche abdeckt. Dies entspricht den Vermutungen, welche im Hinblick auf die kurze Anstiegsflanke des Lasersystems Trident geäußert wurden [39]. Der beste zeitliche Kontrast wird demnach erreicht, wenn möglichst wenig Flächen vorhanden sind, auf welchen

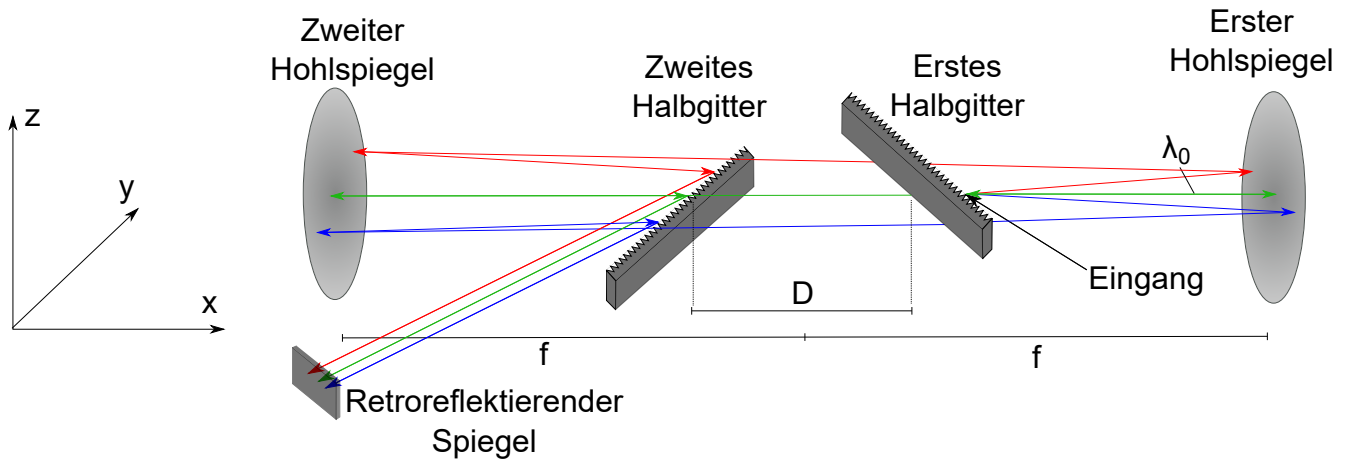


Abbildung 5.1: Entwickeltes Streckersdesign zur Vermeidung von Optiken im Fernfeld unter ausschließlicher Verwendung von reflektiven Optiken. Der Puls tritt in den Strecker ein (schwarzer Pfeil). Durch farbige Pfeile angedeutet ist die einfache Passage von Strahlen unterschiedlicher Wellenlänge. Im Vergleich zur Ebene des Eingangsstrahls und der Zentren der Hohlspiegel ist das erste Halbgitter nach oben (positive z-Richtung) und das zweite Halbgitter nach unten versetzt angeordnet.

der Puls räumlich chromatisch aufgespalten ist, Optiken im Fernfeld vermieden werden und auf jeder notwendigen Optik ein sehr großer Strahl verwendet wird.

Zur Umsetzung dieser Beobachtung in einem experimentellen Aufbau wurde ein Konzeptvorschlag erarbeitet, welcher an dieser Stelle beschrieben wird. Dieser sieht einen Hybrid aus den Aufbauten nach Martinez und Banks vor (Abb. 3.2 und Abb. 3.3 (a)). Das Konzept ist in Abbildung 5.1 dargestellt und vereint mehrere Vorteile der bekannten Streckersdesigns. Zum einen werden nur reflektive Optiken verwendet, wodurch kein Chromatismus auftritt. Zum anderen wird keine Optik in der Fourier-Ebene des Teleskops benötigt. Ein ähnlicher Vorschlag wurde im vergangenen Jahr an der TU Darmstadt beschrieben [93]. Im Gegensatz dazu kommt das hier gezeigte Streckerkonzept mit weniger Optiken aus, welche zudem nicht im intermediären Feld des räumlich chromatisch aufgeteilten Strahls positioniert sind. Grundgedanke bei der Anordnung der Gitter in dem gezeigten Entwurf war es die Idee von Banks- und Offner-Anordnungen zu nutzen: Der Strahlengang in einem Strecker muss nicht nur in einer Ebene verlaufen, sondern kann den gesamten Raum ausnutzen.

In diesem Konzept tritt der Puls in den Strecker ein und wird von dem ersten Halbgitter räumlich dispersiv reflektiert. Die Strahlen unterschiedlicher Wellenlängen werden von dem ersten Hohlspiegel leicht nach unten reflektiert, sodass sie anschließend unter dem ersten Halbgitter und über dem zweiten Halbgitter propagieren. Der zweite Hohlspiegel lenkt den Strahl auf das zweite Halbgitter, wobei die Propagationsebene der Strahlen leicht nach oben geändert wird, um den entsprechenden Effekt des ersten Hohlspiegels auszugleichen. Die Strahlen treffen auf das zweite Halbgitter und werden von diesem kollimiert. Wichtig ist hierbei, dass die Propagationsebene, in der die Strahlen auf das zweite Halbgitter treffen, parallel zur Ebene sein muss, in welcher die Strahlen das erste Halbgitter verlassen. Ansonsten werden auch Phasen höherer Ordnungen eingebracht, welche später nicht kompensiert werden können. Die kollimierten, aber räumlich chromatisch getrennten, Strahlen treffen auf einen retroreflektierenden

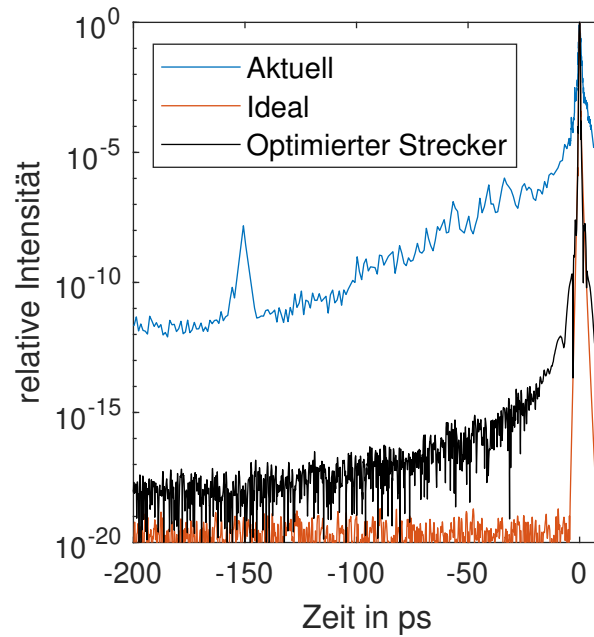


Abbildung 5.2: Berechneter zeitlicher Pulsverlauf für einen Strahl mit der Eingangsgröße 1 cm, der um das 300-fache vergrößerten Oberflächenstruktur, einem Akzeptanzwinkel $\Theta = 0,2$ mrad und ohne Optik in der Fourier-Ebene (schwarz), verglichen mit einem Pulsverlauf der Standardparameter ohne eingebrachte Störeinflüsse (rot) und einem aktuellen gemessenen Pulsverlauf (blau).

Spiegel und durchlaufen den Strecker in umgekehrter Reihenfolge ein zweites mal, analog zu etablierten Streckerkonfigurationen.

Die Überprüfung der Realisierbarkeit dieses Designs zeigt, dass ein solches System im Vergleich zu bisherigen Streckern, beispielsweise dem Martinez-Typ, keinen Mehraufwand für die Anschaffung von Großoptiken bedeutet. Die Justage, welche notwendig ist um den Höhenversatz der Strahlen zu bewerkstelligen, bringt mit sich, dass die beiden Hohlspiegel kein perfektes Teleskop bilden können und mit Abbildungsfehlern zu rechnen ist. Da ein Strecker nach Banks eine identische Anpassung der Justage des Hohlspiegels vornimmt, ist jedoch davon auszugehen, dass die erzeugten Aberrationen des vorgestellten Designs solche nach einem Banks-Typ nicht übersteigen. Der hier entwickelte Strecker wird justageanfällig für Rotationen der Gitter zueinander sein. Dies trifft jedoch auch auf bekannte Aufbauten zu und es sind etablierte Justageprozeduren bekannt, um die Parallelität der Gitterlinien zueinander sicherzustellen. Insgesamt ist damit festzustellen, dass kein Grund, weder ökonomischer, noch physikalischer oder justagebedingter Natur, einer Realisierung des hier erarbeiteten Streckers, als Alternative zu den bekannten Systemen, im Wege steht.

Explizit wurde für einen Strecker, welcher frei von einer Optik im Fernfeld ist, eine Berechnung des resultierenden Pulsprofils durchgeführt. Angenommen wurde eine Eingangsstrahlgröße von 1 cm. Als Basis der angenommenen Oberflächenstruktur und des Akzeptanzwinkels dienen die Parameter, welche im vorangegangenen Kapitel für eine Übereinstimmung mit dem gemessenen Pulsverlauf gefundenen wurden. Da die Größe des Eingangsstrahls verändert ist, der Durchmesser der Optik nach dem Strecker – welche als Raumfrequenzfilter wirken – aber konstant gehaltenen wird, wurde der Akzeptanzwin-

kel entsprechend um eine Größenordnung verringert. Damit wurde eine 300-fach multiplizierte Höhe der Referenz und ein Akzeptanzwinkel von 0,2 mrad angenommen. Der resultierende Verlauf ist in Abbildung 5.2 gezeigt und mit einem aktuellen gemessenen Intensitätsverlauf sowie einem Referenzpuls verglichen, welcher ohne zusätzliche Störungen das System passiert hat (rote Kurve). Das berechnete Pulsprofil weicht erst bei einer Intensität von $5 \cdot 10^{-9}$ signifikant von dem zeitlichen Intensitätsverlauf des Referenzprofils ab. Eine solche Optimierung würde eine massive Verbesserung des Kontrasts von acht Größenordnungen bedeuten. Die vorgeschlagene Verbesserung würde den Zeitpunkt, ab welchem die Intensität der Anstiegsflanke ausreicht, um ein Vorplasma zu erzeugen, von 100 ps auf 3 ps vor dem Hauptpeak verschieben. In aktuellen Experimenten wären gängige Kontrastverbesserungsmethoden damit obsolet.

Abschließend soll abgeschätzt werden, welche Auswirkungen eine solche Kontrastverbesserung in weiter fortgeschrittenen Lasersystemen auf Experimente der Laser-Plasma-Wechselwirkung haben wird. Als extravagantes und in absehbarer Zeit nicht erreichbares Beispiel sei angenommen ein solcher Strecker würde in einem Lasersystem Verwendung finden, welches eine Spitzenintensität von $5 \cdot 10^{26} \text{ W/cm}^2$ erreicht, wie es ursprünglich für Lasersysteme der *Extreme Light Infrastructure* (ELI) vorgesehen wurde [94]. In einem solchen System würde die Intensität des Laserpulses erst 19 ps vor dem Hauptpeak die Ionisationsgrenze von Materie überschreiten. Eine Kombination mit den heutigen Methoden der Kontrastverbesserung, namentlich kreuzpolarisierte Wellenmischung oder Plasmaspiegel, wäre möglich und würde den Zeitbereich, in welchem sich ein Vorplasma ausbilden kann, nochmals um die Hälfte verkürzen und Vorpulse eliminieren. Sollte ein solches System gebaut werden, ist folglich zu erwarten, dass der zeitliche Kontrast der Anstiegsflanke nicht den limitierenden Faktor darstellt.

6 Resümee

In dieser Dissertation wurde die Vermessung, der Ursprung und die Verbesserung des zeitlichen Kontrasts kurzer Laserpulse behandelt. Dabei wurden numerische Simulationen, analytische Berechnungen, experimentelle Diagnostikentwicklungen und Messungen durchgeführt.

Um den zeitlichen Intensitätsverlauf von Laserpulsen aufnehmen zu können, wurde ein Kreuz-Korrelator dritter Ordnung optimiert. Es wurde eine analytische Berechnung entwickelt, welche beschreibt wie in einem solchen Messgerät das entstehende Rauschen, durch Anpassen der Winkel zwischen den interagierenden Strahlen, angepasst werden kann. Die vorgestellten Rechnungen zeigen, dass diese Methode das Potenzial hat den messbaren Bereich solcher Kreuz-Korrelatoren um einen Faktor 100 zu vergrößern. Eine Anpassung des Verhältnisses der Intensitäten der Strahlen kann das Rauschen nochmals um einen Faktor 10 verringern. Der optimierte Kreuz-Korrelator weist ein Messfenster von 2,6 ns vor dem Hauptpuls bis 200 ps nach der maximalen Intensität mit einem dynamischen Bereich der Intensität von $(3,7_{-3,6}^{+7,4}) \cdot 10^{-14}$ auf. Diese Dynamik ist der aktuelle Weltrekord für eine zusammenhängende Messung.

Der weiterentwickelte Kreuz-Korrelator wurde als Standard der zeitlichen Kontrastmessung am Lasersystem PHELIX etabliert und ist Teil des Konzepts zur Qualitätssicherung des Lasers geworden. Die Erfindung der Vergrößerung des dynamischen Bereichs durch Winkelanpassung wurde zum europaweiten Patent angemeldet und die gewonnenen Erkenntnisse in dem Journal *Optics Express* veröffentlicht. Zwei Gruppen der Labore *Laboratoire pour l'Utilisation des Lasers Intenses (LULI)* und *Sandia National Laboratory* baten um ein derart optimiertes Gerät. Damit diese Technologie der wissenschaftlichen Gesellschaft nutzbar wird, wurde eine Industriekollaboration mit der Firma *Ultrafast Innovations* ins Leben gerufen. Im Nachgang dieser Arbeit wird eine Aufgabe sein die hier entwickelten Verbesserungen in ein bestehendes Kreuz-Korrelator Konzept dieser Firma zu integrieren.

Mit diesem Kreuz-Korrelator wurde der Einfluss einer schnellen Pockels-Zelle auf die ASE vor dem zeitlich komprimierten Puls vermessen. Im komprimierten Bereich liegen zwischen maximaler und minimaler Transmission $(2,24 \pm 0,05)$ ns bei einer Schaltzeit der Pockels-Zelle von 150 ps. Als Ursache für diese Diskrepanz zwischen Schaltzeit und zeitlichem Einfluss auf den Puls wurde Dispersion des ASE-Spektrums im Kompressor identifiziert. Eine analytische Beschreibung dessen wurde entwickelt, welche den gemessenen zeitlichen Verlauf mit einer Abweichung um 10,5 % beschreibt. Die dafür angenommene Dispersion des Kompressors weicht um nur 7 % von dem aus Veröffentlichungen zu erwartenden Wert ab. Damit ist es möglich mit der Kenntnis der Dispersion des Kompressors und des ASE-Spektrums den im Experiment auftretenden Einfluss einer Pockels-Zelle vorherzusagen. Dies wurde, gemeinsam mit der Untersuchung von Vorpulsen, im Journal *Applied Physics B* veröffentlicht.

In Messungen des zeitlichen Laserpulsprofils des Lasersystems PHELIX wurden 20 Nebenpulse unterschiedlicher Intensität entdeckt, welche über den gesamten zeitlichen Messbereich verteilt sind. Der Ursprung von sieben davon, darunter die drei Pulse mit den höchsten Intensitäten, liegt im linearen regenerativen Verstärker des Lasersystems. Die zeitliche Lage von zwei der Vorpulse wurde auf Mehrfachreflexe in den verwendeten Pockels-Zellen zurückgeführt. Die entsprechenden Pockels-Zellen wur-

den getauscht mit dem Ergebnis, dass die beiden erwarteten Vorpulse eliminiert wurden. Gleichzeitig wurde eine Reihe neuer Nebenpulse beobachtet, insbesondere ein Puls bei einer zeitlichen Position von (1469 ± 1) ps vor dem Hauptmaximum mit einer relativen Intensität von $4 \cdot 10^{-6}$. Die beobachteten Nebenpulse und deren teilweise justageanfällige, nicht reproduzierbare Lage und Intensität zeigen, dass neben Mehrfachreflexen in einer Optik auch andere, bisher unbekannte Ursachen für Nebenpulse vorliegen müssen. Eine tiefgehende Untersuchung dessen, zum Beispiel durch sukzessives Variieren der Oberflächen im vorpulsverursachenden Verstärker, ist zu empfehlen, nach derzeitigem Stand aber nicht geplant.

Die auf Nd:Glass basierenden Großverstärker des Lasersystems PHELIX wurden explizit auf die Erzeugung weiterer Vorpulse hin untersucht. Der Stabverstärker erzeugt einen Vorpuls vernachlässigbarer Intensität von $7,4 \cdot 10^{-10}$ relativ zum Hauptmaximum, der Scheibenverstärker verursacht keinen messbaren Nebenpuls.

Neben den Vorpulsen als Herausforderung der Kontrastverbesserung, war ein Fokus dieser Ausarbeitung das Verständnis der Anstiegsflanke vor dem Hauptpuls. Als Ursache dafür wurden Störeffekte im Strecker eines CPA-Lasersystems vermutet. Eine Strahlverfolgungsroutine wurde geschrieben, welche einen Strecker modelliert. Darin implementiert ist die Möglichkeit gezielt Störeinflüsse auf den Gittern des Streckers sowie in der Fourier-Ebene des Teleskops im Strecker einzubringen. Als Störeinflüsse wurden Amplitudenänderungen durch Staub und Defekte auf Optiken, Phasenänderungen durch Oberflächenstrukturvariationen und erstmals auch Amplitudenänderungen durch Abschwächung gestörter Strahlen in Raumfrequenzfiltern beachtet. Phasenänderungen durch Oberflächenstrukturvariationen beeinflussen einen Strahl dabei sowohl durch eine direkte Variation dessen Phase, als auch durch eine Änderung des Propagationswinkels, was einen Gangunterschied und somit wiederum eine Phasenvariation erzeugt. Die verschiedenen Störeinflüsse und die Positionierung der Oberflächen, auf welchen die Störungen auftreten, wurden miteinander verglichen. Hauptverursacher für die Anstiegsflanke eines Laserpulses sind demnach Oberflächenstrukturvariationen auf Optiken im Fernfeld des Strahls.

Die Änderung des Reflexionswinkels durch Oberflächenstrukturvariationen wirkt zusammen mit Abbildungsfehlern des Teleskops in einem Strecker. Da Strahlen verschiedener Wellenlängen in einem Strecker räumlich aufgespalten sind und dadurch unterschiedlich starke Aberrationen erfahren, weist die Amplitude der durch Winkelstörungen hervorgerufenen Phasenmodulationen eine chromatische Abhängigkeit auf. Dieser Effekt wurde bislang noch nicht beschrieben, hat jedoch einen signifikanten Beitrag auf die zeitliche Pulsform. Insbesondere, da durch Änderungen des Reflexionswinkels eine Kopplung von Phasen- und Amplitudenmodulation entsteht. Die Strahlen, welche die größte Phasenmodulation aufweisen sind zugleich jene, welche die größte Winkeländerung erfahren haben und darum durch Raumfrequenzfilter am stärksten abgeschwächt werden. Ein solcher Raumfrequenzfilters im Nachgang des Streckers kann folglich die Anstiegsflanke des Pulsprofils beeinflussen.

Die Stärke der untersuchten Störungen ist von räumlicher Mittelung über die Fläche des Strahls betroffen. Ebenso zeigten unterschiedlich ausgeprägte Oberflächenstrukturen deutlichen Einfluss auf den zeitlichen Verlauf der Anstiegsflanke, wohingegen Amplitudenmodulationen durch verschieden stark kontaminierte Oberflächen eine nachrangige Rolle im Hinblick auf den zeitlichen Kontrast spielen. Die im Rahmen dieser Dissertation durchgeführten Untersuchungen stellen die bislang umfassendste Beschrei-

bung der Einflüsse eines Streckers auf die Anstiegsflanke eines Laserpulses dar. Eine Veröffentlichung der Beobachtungen wird im *Journal of the Optical Society of America* vorgenommen.

Der entwickelte Algorithmus zur Bestimmung der Anstiegsflanke durch Störeffekte wurde genutzt, um einen gemessenen Pulsverlauf zu rekonstruieren. Als freie Parameter dienten dafür der Faktor, um welchen eine Referenzoberflächenstruktur erhöht wird, und der Akzeptanzwinkel eines angenommenen Raumfrequenzfilters. Das Spektrum des so rekonstruierten Pulses stimmt im Rahmen der Messunsicherheit mit der gemessenen Intensität und der spektralen Phase überein. Insbesondere die Frequenz der gemessenen Intensitätsmodulation spiegelt sich in dem berechneten Spektrum wieder.

Auf Basis der gewonnenen Erkenntnisse wurde ein Strecker-Konzept entwickelt, welches die Anzahl der Oberflächen minimiert, Optiken im Fernfeld vermeidet und eine Strahlgröße von 1 cm nutzt. Mit diesem Beispielkonzept wäre es möglich die zeitliche Ausdehnung der Anstiegsflanke um einen Faktor 33 zu senken. Der zeitliche Kontrast würde bei einem zeitlichen Abstand von 40 Halbwertsbreiten bereits 14 Größenordnungen erreichen, vorausgesetzt die Herausforderungen anderer limitierender Faktoren, beispielsweise der verstärkten spontanen Emission, werden parallel gelöst. Es wurde abgeschätzt, dass der Aufbau dieses Streckers im Vergleich zu etablierten Aufbauten keine Nachteile aufweist. Eine experimentelle Überprüfung dieses Konzepts steht noch aus.

Im Rahmen dieser Dissertation wurden die Effekte, welche zum Entstehen einer Anstiegsflanke führen, weitestgehend verstanden. Auch im Hinblick auf zukünftige, weit fortgeschrittene Lasersysteme, stellt die Anwendung der hier vorgeschlagenen Streckerverbesserung eine richtungsweisende Ergänzung der zur Verfügung stehenden Mittel zur Verbesserung des zeitlichen Kontrasts dar.



Literaturverzeichnis

- [1] Royal Swedish Academy of Sciences. Nobel Prize in Physics press release 2018. *Nobel Prize Press releases*. Seite 50005 (2018).
- [2] D. Strickland, G. Mourou. Compression of Amplified Chirped Optical Pulses. *Opt. Commun.*. **55**(6):447–449 (1985).
- [3] C. G. R. Geddes, et al. High-quality electron beams from a laser wakefield accelerator using plasma-channel guiding. *Nature*. **431**(7008):538–541 (2004).
- [4] F. Wagner, et al. Maximum Proton Energy above 85 MeV from the Relativistic Interaction of Laser Pulses with Micrometer Thick CH₂ Targets. *Phys. Rev. Lett.*. **116**(20):1–5 (2016).
- [5] I. J. Kim, et al. Radiation pressure acceleration of protons to 93 MeV with circularly polarized petawatt laser pulses. *Phys. Plasmas*. **23**(7):070701 (2016).
- [6] A. Higginson, et al. Near-100 MeV protons via a laser-driven transparency-enhanced hybrid acceleration scheme. *Nat. Commun.*. **9**(1):724 (2018).
- [7] D. Wang, et al. Enhanced proton acceleration from an ultrathin target irradiated by laser pulses with plateau ASE. *Sci. Rep.*. **8**(1) (2018).
- [8] T. Popmintchev, et al. Bright coherent ultrahigh harmonics in the keV x-ray regime from mid-infrared femtosecond lasers. *Science*. **336**(6086):1287–91 (2012).
- [9] P. B. Corkum, F. Krausz. Attosecond science. *Nat. Phys.*. **3**(6):381–387 (2007).
- [10] M. Roth, et al. Bright laser-driven neutron source based on the relativistic transparency of solids. *Phys. Rev. Lett.*. **110**(4):044802 (2013).
- [11] E. B. Treacy. Optical Pulse Compression With Diffraction Gratings. *IEEE J. of Quantum Electron.*. **5**(9):454–458 (1969).
- [12] O. E. Martinez, J. P. Gordon, R. L. Fork. Negative group-velocity dispersion using refraction. *J. Opt. Soc. Am. A*. **1**(10) (1984).
- [13] O. E. Martinez. 3000 times grating compressor with positive group velocity dispersion: Application to fiber compensation in 1.3-1.6 μm region. *IEEE J. Quantum Electron.*. **23**(1):59–64 (1987).
- [14] A. Offner, C. Darien. U.S. patent 3,748,015 (1971).
- [15] D. Du, et al. Terawatt Ti:sapphire laser with a spherical reflective-optic pulse expander. *Opt. Lett.*. **20**(20):2114 (1995).
- [16] J. P. Chambaret, et al. Aberration-free stretcher design for ultra-short pulse amplification. *Conf. Lasers Electro-Optics*. **15** (1995).
- [17] G. Cheriaux, et al. Aberration-free stretcher design for ultrashort-pulse amplification. *Opt. Lett.*. **21**(6):414 (1996).
- [18] P. S. Banks, et al. Novel all-reflective stretcher for chirped-pulse amplification of ultrashort pulses. *IEEE J. Quantum Electron.*. **36**(3):268–274 (2000).

-
- [19] S. Kane, J. Squier. Grism-pair stretcher–compressor system for simultaneous second- and third-order dispersion compensation in chirped-pulse amplification. *J. Opt. Soc. Am. B.* **14**(3):661 (2008).
- [20] J. D. Zuegel, et al. A cylindrical Öffner stretcher for reduced chromatic aberrations and improved temporal contrast. *CLEO Tech. Dig.*. Seite CM4D.4 (2013).
- [21] Y. Tang, et al. Transmission grating stretcher for contrast enhancement of high power lasers. *Opt. Express.* **22**(24):29363 (2014).
- [22] H. Liebetrau, et al. Intracavity stretcher for chirped-pulse amplification in high-power laser systems. *Opt. Lett.* **42**(2):326 (2017).
- [23] C. Danson, et al. Petawatt class lasers worldwide. *High Power Laser Sci. Eng.* **3** (2015).
- [24] P. Mulser, D. Bauer. High Power Laser-Matter Interaction. Springer-Verlag, Berlin (2010).
- [25] J. Bromage, C. Dorrer, R. K. Jungquist. Temporal contrast degradation at the focus of ultrafast pulses from high-frequency spectral phase modulation. *J. Opt. Soc. Am. B.* **29**(5):1125 (2012).
- [26] D. N. Papadopoulos, et al. High-contrast 10 fs OPCPA-based front end for multi-PW laser chains. *Opt. Lett.* **42**(18):3530 (2017).
- [27] Z. Li, et al. Scattering pulse-induced temporal contrast degradation in chirped-pulse amplification lasers. *Opt. Express.* **25**(18):21201 (2017).
- [28] V. Bagnoud, F. Wagner. Ultrahigh temporal contrast performance of the PHELIX petawatt facility. *High Power Laser Sci. Eng.* **4**(8) (2016).
- [29] J. Nuckolls, et al. Laser compression of matter to super-high densities: Thermonuclear (CTR) applications. *Nature.* **239**(5368):139–142 (1972).
- [30] R. A. Snavely, et al. Intense high-energy proton beams from petawatt-laser irradiation of solids. *Phys. Rev. Lett.* **85**(14):2945–2948 (2000).
- [31] S. C. Wilks, et al. Energetic proton generation in ultra-intense laser-solid interactions. *Phys. Plasmas.* **8**(2):542–549 (2001).
- [32] R. M. Trines, et al. Simulations of efficient Raman amplification into the multipetawatt regime. *Nat. Phys.* **7**(1):87–92 (2011).
- [33] B. Dromey, et al. High harmonic generation in the relativistic limit. *Nat. Phys.* **2**(7):456–459 (2006).
- [34] D. Jones, et al. Carrier-envelope phase control of femtosecond mode-locked lasers and direct optical frequency synthesis. *Science.* **288**(5466):635–40 (2000).
- [35] S. Akturk, et al. Spatio-temporal couplings in ultrashort laser pulses. *J. Opt.* **12**(9):093001 (2010).
- [36] H. Kiriya, et al. High-contrast, high-intensity petawatt-class laser and applications. *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* **21**(1) (2015).
- [37] R. P. Johnson, T. Shimada, R. C. Shah. Development of High-contrast High-energy Lasers Conventional Chirped Pulse Amplification. In *CLEO* (2011).
- [38] J. P. Zou, et al. Recent progress on LULI high power laser facilities. *J. Phys. Conf. Ser.* **112**(Part 3):8–12 (2008).

-
- [39] R. P. Johnson. E-Mail Korrespondenz (2016).
- [40] D. N. Papadopoulos. E-Mail Korrespondenz (2019).
- [41] N. Hodgson, et al. *Laser, Resonators and Beam Propagation: Fundamentals, Advanced Concepts and Applications*. Springer Science+Business Media, Inc.. 2 Edition (2005).
- [42] C. Dorrer, et al. OPCPA front end and contrast optimization for the OMEGA EP kilojoule, picosecond laser. *J. Opt. (United Kingdom)*. **17**(9):94007 (2015).
- [43] R. W. Boyd. *Nonlinear Optics*. Academic Press, San Diego. 2. Edition (2004).
- [44] P. A. Franken, et al. Generation of optical harmonics. *Genetics*. **7**(4):118–119 (1961).
- [45] O. Konoplev, Y. Fisher, D. Meyerhofer. Ultrahigh Dynamic Range Measurement of High-Contrast Pulses Using a Second-Order Autocorrelator. *LLE Rev.*. **75**(159):159–170 (1998).
- [46] F. Salin, et al. Single-shot measurement of a 52-fs pulse. *Appl. Opt.*. **26**(21):4528 (1987).
- [47] R. Trebino, et al. Measuring ultrashort laser pulses in the time-frequency domain using frequency-resolved optical gating. *Rev. Sci. Instrum.*. **68**(9):3277–3295 (1997).
- [48] S. Grabielle, et al. Self-referenced spectral interferometry cross-checked with SPIDER on sub-15 fs pulses. *Nucl. Instrum. Meth. A*. **653**(1):121–125 (2011).
- [49] C. Iaconis, I. A. Walmsley. Spectral phase interferometry for direct electric-field reconstruction of ultrashort optical pulses. *Opt. Lett.*. **23**(10):792 (1998).
- [50] A. Borot, et al. Space–time characterization of ultra-intense femtosecond laser beams. *Nat. Photonics*. **10**(8):547–553 (2016).
- [51] S. V. Bulanov, et al. Feasibility of Using Laser Ion Accelerators in Proton Therapy. In *AIP Conf. Proc.*. Seiten 414–429 (2004).
- [52] O. Lundh, et al. Scaling of proton acceleration driven by petawatt-laser–plasma interactions. *Nat. Phys.*. **3**(1):58–62 (2006).
- [53] P. McKenna, et al. Effects of front surface plasma expansion on proton acceleration in ultraintense laser irradiation of foil targets. *Laser Part. Beams*. **26**(4):591–596 (2008).
- [54] M. Kaluza, et al. Influence of the laser prepulse on proton acceleration in thin-foil experiments. *Phys. Rev. Lett.*. **93**(4):045003–1 (2004).
- [55] M. L. Zhou, et al. The impact of femtosecond pre-pulses on nanometer thin foils for laser-ion acceleration. *Plasma Phys. Control. Fusion*. **59**(5):1–5 (2017).
- [56] G. A. Becker, et al. Influence of a Prepulse on the Maximum Proton Energy. *HI Jena Annual Report*. Seite 28 (2017).
- [57] M. Roth, et al. Energetic ions generated by laser pulses: A detailed study on target properties. *Phys. Rev. Spec. Top. - Accel. Beams*. **5**(6):31–38 (2002).
- [58] P. McKenna, et al. High-intensity laser-driven proton acceleration: Influence of pulse contrast. *Philos. Trans. R. Soc. A*. **364**(1840):711–723 (2006).
- [59] K. V. Lezhnin, et al. Laser ion acceleration from mass-limited targets with preplasma. *Phys. Plasmas*. **23**(5):053114 (2016).
-

-
- [60] G.-Z. Sun, et al. Self-focusing of short intense pulses in plasmas. *Phys. Fluids*. **30**(2):526 (1987).
- [61] T. Z. Esirkepov, et al. Prepulse and amplified spontaneous emission effects on the interaction of a petawatt class laser with thin solid targets. *Nucl. Instrum. Meth. A*. **745**:150–163 (2014).
- [62] T. Esirkepov, et al. Highly efficient relativistic-ion generation in the laser-piston regime. *Phys. Rev. Lett.*. **92**(17):175003 (2004).
- [63] W. M. Wang, et al. Laser opacity in underdense preplasma of solid targets due to quantum electrodynamics effects. *Phys. Rev. E*. **96**(1):013201 (2017).
- [64] M. P. Kalashnikov, et al. Double chirped-pulse-amplification laser: a way to clean pulses temporally. *Opt. Lett.*. **30**(8):923 (2005).
- [65] F. Wagner, et al. Pre-plasma formation in experiments using petawatt lasers. *Opt. Express*. **22**(24):29505 (2014).
- [66] A. Jullien, et al. 10^{-10} Temporal Contrast for Femtosecond Ultraintense Lasers By Cross-Polarized Wave Generation. *Opt. Lett.*. **30**(8):920 (2005).
- [67] T. J. Yu, et al. Generation of high-contrast, 30 fs, 1.5 PW laser pulses from chirped-pulse amplification Ti:sapphire laser. *Opt. Express*. **20**(10):25–32 (2012).
- [68] A. Jullien, et al. A two crystal arrangement to fight efficiency saturation in cross-polarized wave generation. *Opt. Express*. **14**(7):2760 (2006).
- [69] C. Thaury, et al. Plasma mirrors for ultrahigh-intensity optics. *Nat. Phys.*. **3**(6):424–429 (2007).
- [70] B. Dromey, et al. The plasma mirror - A subpicosecond optical switch for ultrahigh power lasers. *Rev. Sci. Instrum.*. **75**(3):645–649 (2004).
- [71] G. Doumy, et al. Complete characterization of a plasma mirror for the production of high-contrast ultraintense laser pulses. *Phys. Rev. E*. **69**(2 2):1–12 (2004).
- [72] N. V. Didenko, et al. Contrast degradation in a chirped-pulse amplifier due to generation of prepulses by postpulses. *Opt. Express*. **16**(5):3178–3190 (2008).
- [73] K. A. Flippo, et al. The TRIDENT laser at LANL: New "dial-a-contrast" and high-contrast experimental capabilities. *Ifsa 2011 - Seventh Int. Conf. Inert. Fusion Sci. Appl.*. **59**(07003) (2013).
- [74] J.-C. Diels, W. Rudolph. Ultrashort laser pulse phenomena : fundamentals, techniques, and applications on a femtosecond time scale. Elsevier/Academic Press (2006).
- [75] P. Tournois. Acousto-optic programmable dispersive filter for adaptive compensation of group delay time dispersion in laser systems. *Opt. Commun.*. **140**(4-6):245–249 (1997).
- [76] F. Verluise, et al. Arbitrary dispersion control of ultrashort optical pulses with acoustic waves. *J. Opt. Soc. Am. B*. **17**(1):138 (2000).
- [77] D. Javorkova. The CPA System for the PW peak intensity at Phelix. Doktorarbeit. *Comenius University Bratislava* (2007).
- [78] D.M. Aikens. The origin and evolution of the optics specifications for the National Ignition Facility. In *SPIE*. volume 2536. Seiten 2–12 (1995).
- [79] C. Dorrer, J. Bromage. Impact of high-frequency spectral phase modulation on the temporal profile of short optical pulses. *Opt. Express*. **16**(5):3058 (2008).

-
- [80] A. Smith. SNLO nonlinear optics code available from A. V. Smith (2009).
- [81] L. Meignien. Vortrag: LULI2000 Facility Overview and Status Update. *ICUIL* (2018).
- [82] P.-A. Chevreuil, L. Meignien, J. Doster. Poster: Diode Pumping of Cylindrical Nd:Glass Rods. *ICUIL* (2018).
- [83] C. H. Kramer. Persönliche Korrespondenz mit Hamamatsu (2016).
- [84] Kentech Instruments Ltd. Datenblatt CPS4 Dual Channel Pulse Generator (2008).
- [85] V. Bagnoud, et al. Commissioning and early experiments of the PHELIX facility. *Appl. Phys. B Lasers Opt.* **100**(1):137–150 (2010).
- [86] F. Wagner, et al. Temporal contrast control at the PHELIX petawatt laser facility by means of tunable sub-picosecond optical parametric amplification. *Appl. Phys. B Lasers Opt.* (2014).
- [87] F. Zernike. Refractive Indices of Ammonium Dihydrogen Phosphate and Potassium Dihydrogen Phosphate between 2000 Å and 15 μ . *J. Opt. Soc. Am.* **54**(10):1215 (1964).
- [88] J. Hornung. Strahlzeitaufzeichnungen (2018).
- [89] F. Nürnberg, et al. Radiochromic film imaging spectroscopy of laser-accelerated proton beams. *Rev. Sci. Instrum.* **80**(3):033301 (2009).
- [90] EOT. Datenblatt Faraday Isolator (2005).
- [91] P. A. Schulz. Broadband faraday isolator (1990).
- [92] F. Wagner, et al. Backreflection diagnostics for ultra-intense laser plasma experiments based on frequency resolved optical gating. *Rev. Sci. Instrum.* **88**(2):023503 (2017).
- [93] V. Bagnoud. Amplification of high-fidelity laser pulses. Habilitationsschrift. *TU Darmstadt* (2016).
- [94] M. Dunne. A high-power laser fusion facility for Europe. *Nat. Phys.* **2**(1):2–5 (2006).

Abkürzungsverzeichnis

ASE	Amplified spontaneous emission: Verstärkte spontane Emission
BBO	β -Bariumborat
CPA	Chirped Pulse Amplification: Verstärkung zeitlich gestreckter Pulse
DIN EN ISO	Deutsches Institut für Normung Europäische Norm Internationale Organisation für Normung
ELI	Extreme Light Infrastructure
FFT	Fast Fourier-transform: Schnelle Fourier-Transformation
FROG	Frequency resolved optical gating: Eigenname eines Messgeräts
J-KAREN	Lasersystem des Kansai Photon Science Institute in Kyoto (Japan)
KDP	Kaliumdihydrogenphosphat
LULI	Laboratoire pour l'Utilisation des Lasers Intenses – Lasersystem der École Polytechnique in Paris-Saclay (Frankreich)
NIF	National Ignition Facility – Lasersystem des Lawrence Livermore National Laboratory in Livermore (USA)
PHELIX	Petawatt Hoch-Energie Laser für Schwerionenexperimente – Lasersystem am GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung in Darmstadt (Deutschland)
PSD	Power spectral density: spektrale Leistungsdichte
SFG	Sum frequency generation: Summenfrequenzmischung
SHG	Second harmonic generation: Frequenzverdopplung
SNLO	Select Non-Linear Optics: Eigenname einer Software
SPIDER	Spectral phase interferometry for direct electric-field reconstruction: Eigenname eines Messgeräts
SRV	Signal zu Rauschen Verhältnis
TERMITES	Total E-field reconstruction using a Michelson interferometer temporal scan: Eigenname eines Messgeräts
TFP	Thin film polarizer: Dünnschichtpolarisator
Ti:Sa	Titan:Saphir
TNSA	Target normal sheath acceleration: Eigenname eines Beschleunigungsmechanismus
uOPA	Ultrafast optical parametric amplifier: ultraschneller optisch-parametrischer Verstärker

Publikationsliste

- [1] F. Wagner, O. Deppert, C. Brabetz, P. Fiala, A. Kleinschmidt, P. Poth, **V. A. Schanz**, A. Tebartz, B. Zielbauer, M. Roth, T. Stöhlker, V. Bagnoud, Maximum Proton Energy above 85 MeV from the Relativistic Interaction of Laser Pulses with Micrometer Thick CH₂ Targets, *Phys. Rev. Lett.* **116**(2016)1–5
- [2] **V. A. Schanz**, F. Wagner, M. Roth, V. Bagnoud, Noise reduction in third order cross-correlation by angle optimization of the interacting beams, *Opt. Express*, **25**(2017)9252
- [3] J. Fernandez, D. Gautier, C. Huang, S. Palaniyappan, B. Albright, W. Bang, G. Dyer, A. Favalli, J. Hunter, J. Mendez, M. Roth, M. Swinhoe, P. Bradley, O. Deppert, M. A. Espy, K. Falk, N. Guler, C. Hamilton, B. Hegelich, D. Henzlova, K. Ianakiev, M. Iliev, R. Johnson, A. Kleinschmidt, A. Losko, E. McCary, M. Mocko, R. Nelson, R. Roycroft, M.A. Santiago Cordoba, **V. A. Schanz**, G. Schaumann, D. Schmidt, A. Sefkow, T. Shimada, T. Taddeucci, A. Tebartz, S. Vogel, E. Vold, G. Wurden, L. Yin, Laser-plasmas in the relativistic-transparency regime: science and applications, *Phys. Plasmas* **24**(2017)
- [4] **V. A. Schanz**, C. Brabetz, D. J. Posor, M. Roth, V. Bagnoud, High dynamic range, large temporal domain laser pulse measurement, *Appl. Phys. B* (2019) 125: 61
- [5] I. Pomerantz, I. Kishon, A. Kleinschmidt, **V. Schanz**, A. Tebartz, O. Noam, J. C. Fernandez, D. C. Gautier, R. P. Johnson, T. Shimada, G. A. Wurden, M. Roth, Laser Based Neutron Spectroscopy, *Nucl. Instrum. Meth. A*, eingereicht
- [6] A. Kleinschmidt, A. Favalli, J. Fernandez, C. D. Gautier, R. P. Johnson, I. Kishon, A. S. Losko, M. J. Mocko, S. Palaniyappan, I. Pomerantz, **V. A. Schanz**, G. Schaumann, T. Shimada, A. Tebartz, A. Tremsin, S. C. Vogel, G. Wurden and M. Roth, A laser-driven neutron source for low-energy neutron applications, *Nature*, eingereicht
- [7] **V. A. Schanz**, M. Roth, V. Bagnoud, Picosecond Contrast Degradation by Surface Imperfections in CPA-Stretchers, *J. Opt. Soc. Am. A*, eingereicht
- [Patent] **V. A. Schanz**, F. Wagner, V. Bagnoud, M. Roth, *Measurement Device – Rauschveringerung durch Winkelanpassung interagierender Strahlen*, eingereicht Sept. 2016, ausstehend

Danksagung

Ich danke Markus und Vincent für die Möglichkeit inzwischen die dritte Arbeit unter deren Obhut durchzuführen. Ich hätte mir kein besseres Arbeitsumfeld wünschen können und genieße die gewährten Freiheiten und Förderungen während meiner Arbeit und darüber hinaus.

Ganz besonderes bedanke ich mich bei PHELIX. Damit meine ich sowohl das Team, als auch den Laser. Nur nicht den linearen Regen, wir mögen uns nicht und das weiß er. Speziell hervorgehoben sei der Muuh. Er hat mir beigebracht, dass es grundsätzlich bei jedem Problem gut ist erstmal einen Kaffee zu trinken und seine Ruhe zu behalten. Ich beherzige es, so gut ich kann.

Bei der Durchführung dieser Arbeit kamen keine Tiere zu Schaden, auch keine Hamster.

Tina gebührt meine tiefste Dankbarkeit, da sie mir erlaubt hat die Simulationen auf ihrem Rechner durchzuführen. Markus leistete einen massiven technischen Support bei dieser Aktion und Curiosity tat fleißig alles, worum ich ihn bat.

Diana hat sich einen Platz in dieser Danksagung verdient und ich schlage vor die Zeitrechnung an PHELIX in die Zeit vor- und nach Diana einzuteilen. Mir graut es schon davor, dass ich irgendwann meine Dienstreisen wieder selbst organisieren muss...

Ich danke dem Erbauer und Installateur der Klimaanlage des PKR.

Meinem Sklaven, Dustin, möchte ich an dieser Stelle dafür danken, dass er noch deutlich sklavenartigere Arbeit verrichtet hat, als ich erwartet und beabsichtigt habe. Bis nachts um zwei das Englisch in meinem Paper korrigieren... was ein Übertreiber ;)

0900. Meeting. Ganz wichtig. Und häufig der Grund sich morgens zu beeilen. Danke euch!

„Und Victor, wie läuft die Simulation?“– Ach, Yannik... Ohne dich wahrscheinlich um einiges schlechter.

Meinen Korrekturlesern Adam, Ännikoa, Ohi-Johi und Butz danke ich für die ausführlichen Kommentare.

Meiner Familie gilt mein tiefster Dank für die Unterstützung über all die Jahre. Vor allem meinen Eltern. Vaddi, ich hoffe, dass ich trotz Abgabe dieser Ausarbeitung in deinen Augen nicht zum Akademiker geworden bin.

Angenehm ist es sich morgens zu freuen zur Arbeit zu kommen. Schöner und wichtiger ist es aber sich Abends zu freuen nach Hause zu kommen. Mein Grund dafür bist du, Alex.

Danke, dass ihr mich ausgehalten habt

Es haben sich in den Jahren manche Aktionen angesammelt, bei denen ich mich dafür bedanken möchte, dass sie mir nicht Übel genommen wurden.

- Fast jeder Bewohner des C12 durfte sich über ein oder mehrere neue Türschilder freuen.
- Der Flur des PHELIX wurde personalisiert. Das einzige sofort funktionierende Upgrade.
- Einprägsame Akronyme sind wichtig, um in der Community bekannt zu werden.
- Yannik hat sich erfolgreich durch die Wand aus der Toilette gekämpft. Sowie Dustin durch die Mauer.
- Diana hat sich sehr über ihren Nicht-Geburtstagskuchen gefreut.
- Vincent war zu höflich, um das eklige Instand-Kaffee-Extrakt-Gebräu abzulehnen.
- Simone hat zu schnell das Fehlen zweier Farben bemerkt.
- Jonas isst Bananen auch mit Löffel.
- Annika mag keinen Meerrettich-Tee. Warum nur?
- Auch keinen Kaffee-Tee.
- Viel Spaß mit den Klaus-Kinski-Aufklebern. Wie viele wurden schon gefunden?
- Keine körperlichen Belästigungen oder Verletzungen durch beschleunigte Schaumstoffpfeile wurden zur Anzeige gebracht.
- Jeder hält sich an *die einzig wahren 10 Gebote*.
- Das Sofa steht im Flur viel besser! Insbesondere, wenn Annika es gerade benutzt.
- Dustin bekam keinen Nervenzusammenbruch, auch wenn er einen Stapel Schmierpapier geschenkt bekam.
- Annika hat sich über mehrere Thorlabs-Haftnotitzblöcke an ihrem Arbeitsplatz gefreut.
- Weihnachtsgrüße an jeden, der die Main-Amp Startprozedur braucht.
- Johannes' Mama hat ihn sehr lieb und ist stolz auf ihn.
- Dianas Bildschirm mag Magnete.
- Vielleicht schreibe ich noch eine Gesellschaftswissenschaftliche Dissertation über die Verhaltensmuster von Jonas.
- Zitronentee-Erdnussbutter: Köstlich, Yannik!

Victor A. Schanz

Curriculum Vitae

Persönliche Details

Geboren am 6. Februar 1991
Geburtsort Lich
Nationalität Deutsch

Schule und Studium

- 04/2016 **Abschluss Master of Science Physik** mit Abschlussarbeitstitel *Entwicklung des Kreuz-Korrelators „EICHEL“ für Kontrastmessung am Lasersystem PHELIX*
Note: Sehr gut (1,3)
- 04/2014 – 04/2016 **Technische Universität Darmstadt,**
Physik, M.Sc. *Note: Gut (1,65)*
- 03/2014 **Abschluss Bachelor of Science** mit Abschlussarbeitstitel *Untersuchung von lasergetriebenen Ionen mit einer Thomsonparabel*
Note: Sehr gut (1,3)
- 10/2010 – 03/2014 **Technische Universität Darmstadt,**
Physik, B. Sc. *Note: Befriedigend (2,8)*
- 07/2010 **Abitur** *Note: Gut (1,8)*
Abiturfächer: Mathematik (Leistungskurs), Physik (Leistungskurs), Deutsch, Geschichte, Politik und Wirtschaft
- 08/2001 – 07/2010 Gymnasium, Wolfgang-Ernst Gymnasium, Büdingen

Anstellungen

- seit 06/2016 **Doktorand** an der Technische Universität Darmstadt
Arbeitsort: PHELIX (Petawatt HochEnergieLaser für schwerIonen eXperimente),
GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung GmbH
- 01/2014 – 05/2016 **Werksstudent** am PHELIX Hochleistungslasersystem, GSI Helmholtzzentrum für
Schwerionenforschung GmbH
- 03/2011 – 09/2013 **Studentische Hilfskraft** am supraleitenden Elektronenbeschleuniger S-DALINAC,
Technische Universität Darmstadt

Ehrenamtliche Tätigkeiten

- seit 11/2013 Mitglied der **Freiwilligen Feuerwehr** Darmstadt-Innenstadt
- 10/2010 – 2018 Aktiv in der **Fachschaft** des Fachbereichs Physik
-

Teilgenommene Experimentkampagnen

- 12/2017 *Optimierung einer Lasergetriebenen Neutronenquelle für Neutronenspektroskopie an Wolfram*,
Leitung: Dr. A. Kleinschmidt,
PHELIX, GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung GmbH, Darmstadt
- 04/2017 *TNSA Parameterstudien mit Flüssigkristall-Targets*,
Leitung: Dr. P. Poole,
PHELIX, GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung GmbH, Darmstadt
- 07/2016 *Neutronenresonanzspektroskopie an Indium*,
Leitung: A. Kleinschmidt,
Trident, Los Alamos National Laboratory (LANL), Los Alamos, USA
- 05/2016 *Wellenfrontmessung und Optimierung statischer Abberationen*,
Leitung: Dr. C. Brabetz,
PHELIX, GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung GmbH, Darmstadt
- 02/2016 *Laserionenbeschleunigung an kryogenen Deuteriumtargets*,
Leitung: A. Tebartz,
PHELIX, GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung GmbH, Darmstadt
- 01/2016 *Kalibration von Protonendetektoren*,
Leitung: O. Deppert,
Tandetron, Helmholtzzentrum Dresden Rossendorf (HZDR), Dresden
- 05/2015 *Untersuchung verschiedener Mechanismen der Laser-Ionenbeschleunigung*,
Leitung: Dr. F. Wagner,
PHELIX, GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung GmbH, Darmstadt
- 08/2013 *Laser-Ionenbeschleunigung an kryogenen Targets*,
Leitung: S. Bedacht,
PHELIX, GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung GmbH, Darmstadt

Betreute Arbeiten

- 2018 D. Posor *Realisierung einer mehrstufigen Photomultiplier-Ansteuerung für den optischen Kreuzkorrelator „EICHEL“*, Bachelorthesis
- 2018–2019 B. Friesen *Berechnung und Aufbau eines zweistufigen optisch parametrischen Verstärkers*, Masterthesis, Co-Betreuer

Lehrtätigkeiten

- 10/2016–02/2019 Physikalisches Grundpraktikum (während Wintersemestern)
- 04/2017–09/2018 Physikalisches Fortgeschrittenenpraktikum (während Sommersemestern)
-